

SÉRIE A,
N° 2493
N° D'ORDRE :
3367

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

RAYMOND CHASTEL

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS PAR LA MÉTHODE
DES TRACES AUTOGRAPHIQUES DANS LES ÉMULSIONS NUCLEAIRES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 21 mai 1952 devant la commission d'examen.

M. BAUER, *Président.*
M^{me} JOLIOT-CURIE, } *Examineurs.*
M. AUDUBERT, }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, EDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55

1954



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550412_0017

THÈSES

Nom du Candidat :

CHASTEL

Prénoms :

Raymond

(éventuellement) :

Nom de jeune fille : _____

Date de la soutenance : _____

Numéro d'ordre : _____

RAYMOND CHASTEL

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES PHOTO-DÉSINTÉGRATIONS PAR LA MÉTHODE DES TRACES AUTOGRAFIQUES DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES. — HODE

CHASTEL (Raymond). — Contribution à l'étude de photo-désintégrations par la méthode des traces autographiques dans les émulsions nucléaires. — *Paris*, Gauthier-Villars, 1954. In-4°, 70 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A 2495. N° 3367

CHASTEL (Raymond). — Contribution à l'étude de photo-désintégrations par la méthode des traces autographiques dans les émulsions nucléaires. — *Paris*, Gauthier-Villars, 1954. In-4°, 70 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A 2499. N° 3367.

CHASTEL (Raymond). — Contribution à l'étude de photo-désintégrations par la méthode des traces autographiques dans les émulsions nucléaires. — *Paris*, Gauthier-Villars, 1954. In-4°, 70 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A 2495. N° 3367

CHASTEL (Raymond). — Contribution à l'étude de photo-désintégrations par la méthode des traces autographiques dans les émulsions nucléaires. — *Paris*, Gauthier-Villars, 1954. In-4°, 70 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A 2495. N° 3367.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. A. CHÂTELET.

PROFESSEURS

G. JULIA.....	†	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CHRÉTIEN.....	†	Chimie minérale.
A. DENJOY.....	†	Théorie des fonctions.	P. DRACH.....	†	Zoologie.
L. LUTAUD.....	†	Géographie physique et Géologie dynamique.	KASTLER.....	†	Physique.
E. DARMOIS.....	†	Enseignement de Physique.	CHATELET.....	†	Arithmétique et théorie des nombres.
ROBERT LÉVY.....	†	Physiologie comparée.	EPHRUSSI.....	†	Génétique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	†	Chimie organique.	WURMSER.....	†	Biologie physico-chimique.
FOCH.....	†	Mécanique physique et expérimentale.	BAUER.....	†	Chimie-Physique.
PAUTHENIER.....	†	Électrotechnique générale.	RIVIÈRE.....	†	Géologie (P. C. B.).
DE BROGLIE.....	†	Théories physiques.	GAUTHERET.....	†	Biologie végétale (P. C. B.).
JOB.....	†	Chimie générale.	LUCAS.....	†	Physique.
PRENANT.....	†	Anatomie et Histologie comparées.	A. THOMAS.....	†	Évolution des êtres organisés.
COMBES.....	†	Physiologie végétale.	ARNULF.....	†	Optique appliquée.
GARNIER.....	†	Géométrie supérieure.	MAX MORAND.....	†	Physique.
PÈRÈS.....	†	Mécanique des fluides et applications.	SOLEILLET.....	†	Physique.
LAUGIER.....	†	Physiologie générale.	FORTIER.....	†	Mécanique expérimentale des fluides.
TOUSSAINT.....	†	Technique aéronautique.	DANJON.....	†	Astronomie.
M. CURIE.....	†	Physique (P. C. B.).	FROMAGEOT.....	†	Chimie biologique.
G. RIBAUD.....	†	Hautes températures.	LAPORTE.....	†	Physique générale et Radio-activité.
CHAZY.....	†	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	JANET.....	†	Mathématiques générales.
CROZE.....	†	Physique théorique et Physique céleste.	PETIT.....	†	Biologie maritime.
DUPONT.....	†	Théories chimiques.	QUENEY.....	†	Météorologie et dynamique atmosphérique.
VALIRON.....	†	Calcul différentiel et Calcul intégral.	GALLIEN.....	†	Biologie animale (P. C. B.).
BARRABÉ.....	†	Géologie structurale et Géologie appliquée.	EICHHORN.....	†	Biologie végétale (P. C. B.).
VAVON.....	†	Analyse et mesures chimiques.	DE CUGNAC.....	†	Biologie végétale (P. C. B.).
G. DARMOIS.....	†	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	M ^{me} CAUCHOIS.....	†	Chimie-Physique.
JACQUES BOURCART	†	Géographie physique et Géologie dynamique.	THELLIER.....	†	Physique du Globe.
AUBEL.....	†	Chimie biologique.	AUDUBERT.....	†	Électrochimie.
M ^{me} JOLIO-CURIE.	†	Physique générale et Radio-activité.	L'HÉRITIER.....	†	Génétique.
PLANTEFOL.....	†	Botanique.	GRIVET.....	†	Radioélectricité.
CABANNES.....	†	Recherches physiques.	PONCIN.....	†	Mécanique des fluides.
GRASSÉ.....	†	Évolution des êtres organisés.	THIRY.....	†	Mécanique appliquée.
PRÉVOST.....	†	Chimie organique.	DUBREIL.....	†	Mathématiques générales.
BOULIGAND.....	†	Application de l'analyse à la Géométrie.	QUELET.....	†	Chimie (P. C. B.).
CHAUDRON.....	†	Chimie appliquée.	CAGNIARD.....	†	Géophysique appliquée.
WYART.....	†	Minéralogie.	CHAMPETIER.....	†	Chimie appliquée.
TEISSIER.....	†	Zoologie.	CUVILLIER.....	†	Géologie structurale et Géologie appliquée.
MANGENOT.....	†	Biologie végétale.	JUNG.....	†	Pétrographie.
P. AUGER.....	†	Physique quantique et relativité.	TRILLAT.....	†	Physique (P. C. B.).
MONNIER.....	†	Physiologie générale.	WIEMANN.....	†	Chimie (P. C. B.).
PIVETEAU.....	†	Géologie.	LICHNEROWICZ.....	†	Mathématiques générales.
ROCARD.....	†	Physique.	JACQUINOT.....	†	Physique (P. C. B.).
H. CARTAN.....	†	Mathématiques (E. N. Supérieure).	VASSY.....	†	Physique de l'atmosphère.
SCHAEFFER.....	†	Physiologie des fonctions.	DESTOUCHES.....	†	Théories physiques.
LAFFITTE.....	†	Chimie générale.	M. PRUVOST.....	†	Géologie.
FAVARD.....	†	Mécanique générale.	AMIEL.....	†	Chimie (P. C. B.).
COULOMB.....	†	Physique du Globe.	HOCART.....	†	Minéralogie.
M ^{me} COUSIN.....	†	Biologie animale (P. C. B.).	MACHEBOEUF.....	†	Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU.....	†	Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX.....	†	Biologie animale (P. C. B.).
			MAY.....	†	Biologie animale (P. C. B.).
			CHOQUET.....	†	Calcul différentiel.
			FELDMANN.....	†	Biologie (P. C. B.).
			GUINIER.....	†	Physique (P. C. B.).
			JOST.....	†	Biologie (P. C. B.).

Secrétaire..... CH. MONIER.



INTRODUCTION.

Depuis leur découverte en 1934, les réactions nucléaires provoquées par photons γ , ont, jusqu'à la période correspondant au début du présent travail (mis à part les expériences portant sur les cas particuliers du deutérium et du beryllium) uniquement fait l'objet d'études d'identification des réactions de photodésintégration et de mesures de sections efficaces en utilisant la radioactivité des noyaux produits.

J'ai donc entrepris cette étude avec comme objectif l'obtention d'autres données quantitatives sur ces réactions par détection des particules émises, ceci m'a conduit à étendre le champ d'étude de l'effet photonucléaire aux réactions aboutissant à la formation de noyaux stables. C'est dans ce but que j'ai tenté d'utiliser la méthode d'enregistrement autographique des photoparticules dans les émulsions nucléaires.

Les réactions photonucléaires n'ont, à ma connaissance, fait l'objet d'aucune autre recherche expérimentale en France, cette particularité mérite un examen rapide, elle semble liée d'une part à des conditions historiques propres au développement des recherches nucléaires dans notre pays et, d'autre part, elle apparaît comme une conséquence de la guerre.

En effet, à la suite de la découverte de la radioactivité artificielle par F. Joliot et I. Curie en 1934, une grande partie de l'effort des physiciens nucléaires, français se trouvait naturellement orientée vers ce domaine et ses ramifications multiples : transitions isobariques, désintégrations ou partitions produites par les particules chargées ou par les neutrons, niveaux nucléaires, etc.; orientation qui aboutit aux importants résultats bien connus obtenus par F. et I. Joliot et leurs collaborateurs sur le phénomène de bipartition des noyaux lourds et qui devaient se prolonger par l'étude de la tripartition et quadripartition de l'uranium. Ces derniers travaux auxquels j'ai participé avec mes collègues M^{me} H. Faraggi, M^{me} Ho Zah Wei et M. L. Vigneron sous la direction de M. Tsien San Tsiang, actuellement professeur à l'Université de Pékin (Chine) m'ont permis de me familiariser avec l'utilisation des émulsions nucléaires et ainsi de mieux acquérir le sens de ses possibilités, de ses difficultés et de ses limitations.

Je tiens ici à exprimer mes bien cordiaux remerciements au Professeur Tsien qui nous a fait bénéficier au cours de cette collaboration de son expérience dans de nombreux domaines de la Physique nucléaire. Il a, sous la direction du Professeur F. Joliot, su guider mes véritables débuts dans la recherche scientifique avec une amabilité particulière tout en favorisant largement toute initiative personnelle et c'est une grande joie de savoir qu'il dirige maintenant la formation d'un groupe nombreux de chercheurs Chinois.

En outre, du fait des destructions de guerre, le Laboratoire de Synthèse atomique d'Ivry qui possédait des accélérateurs susceptibles d'utilisation pour la production de rayons γ de grande énergie a nécessité une longue période de réparation et de remise en état des appareils. Enfin, malgré le puissant développement des moyens mis à la disposition des physiciens nucléaires grâce au Commissariat à l'Énergie atomique, notamment sous l'impulsion de F. Joliot, un effort conjoint suffisant n'a pas été fait pendant ces dernières années pour développer en France (*) les accélérateurs d'électrons du type bétatron, si précieux pour provoquer des photodésintégrations. A l'heure actuelle aucun bétatron, appareil fabriqué industriellement dans les plus petits pays comme la Suisse, ne fonctionne en France, telle est la situation résultant des limitations de crédits de la Recherche Scientifique, dont aucun physicien soucieux de l'avenir de notre pays ne saurait se satisfaire.

Il en résulte que, malgré son intérêt, il n'existe pour ainsi dire pas d'exposés généraux sur les réactions photonucléaires dans la littérature scientifique de langue française, c'est la raison pour laquelle j'ai cru devoir consacrer une place notable à l'exposé de problèmes généraux relatifs aux photodésintégrations dans l'historique (chap. I) et lors de la confrontation des résultats expérimentaux avec les théories (chap. VI) où j'ai tenté de mettre en lumière quelques-uns des problèmes théoriques posés par nos connaissances expérimentales actuelles. Pour la même raison, j'ai été conduit à donner un certain développement à la description des appareils

* Actuellement deux bétatrons sont installés, mais aucun n'est utilisé exclusivement pour les recherches fondamentales.

et des mesures préliminaires (chap. II). Ceci a le double avantage de simplifier le reste de l'exposé et de dégager les points sur lesquels peuvent porter des études ultérieures.

Ce travail constitue une partie importante du travail expérimental que j'ai effectué depuis 1948 au Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France et au Laboratoire de Synthèse atomique du Centre National de la Recherche Scientifique à Ivry, l'un et l'autre dirigés par le Professeur F. Joliot. Et c'est pour moi à la fois un plaisir et un devoir d'exprimer à M. F. Joliot toute mon affectueuse gratitude; il m'a, en maintes occasions, témoigné des marques d'intérêt aussi bien sur le plan scientifique que sur le plan purement humain, il m'a suggéré ce sujet d'étude et j'ai constamment, pendant l'exécution de ce travail bénéficié de ses conseils et de ses encouragements et il convient de souligner combien ces derniers étaient précieux lors d'expériences où le succès pouvait paraître primitivement très aléatoire (en raison des limitations et des difficultés imposées par la faible intensité du rayonnement γ utilisable, difficultés décrites en divers passages de l'exposé). Je dois également associer à ces remerciements M^{me} I. Joliot-Curie qui a suivi le début de mon travail au Laboratoire pendant la période ayant suivi la fin de la guerre où M. F. Joliot consacrait une importante partie de son activité à la direction du Centre National de la Recherche Scientifique.

Il convient aussi d'exprimer ma vive reconnaissance au Professeur C. F. Powell de l'Université de Bristol (Angleterre) qui m'a accueilli dans son Laboratoire où j'ai commencé à prendre contact avec la technique des émulsions nucléaires, j'ai

eu avec lui, ainsi qu'avec le Professeur Occhialini (actuellement professeur à l'Université de Gênes, Italie) de fructueux entretiens qui se sont renouvelés en diverses autres circonstances.

Je voudrais aussi remercier tous mes camarades et le personnel des deux Laboratoires où ces expériences ont été faites, ils ont tous à diverses occasions facilité mon travail, et il faut citer spécialement : M. P. Savel, sous-directeur du Laboratoire de Chimie nucléaire; M. C. Magnan, sous-directeur du Laboratoire d'Ivry et mes collègues théoriciens MM. Lurçat, C. Marty et R. Nataf. Mes contacts avec d'autres Laboratoires ont été cordiaux et fructueux; parmi ceux-ci je mentionnerai le Laboratoire Curie de l'Institut du Radium, et au Commissariat à l'Énergie atomique les services de MM. Berthelot, Weill et Rogozinski, ils ont mis aimablement à ma disposition des sources de radioéléments et des appareils de construction récente modifiés pour mon usage.

Je remercie tout particulièrement mon ami L. Vigneron avec lequel j'ai fréquemment travaillé en collaboration depuis 1945, ainsi que M^{lles} Ajalbert et Savel pour leur précieuse aide technique et je suis reconnaissant à M^{lle} Savel du soin qu'elle a apporté à la dactylographie et à la préparation des figures de cette publication.

Je tiens à adresser ma reconnaissance, au Centre National de la Recherche Scientifique dont les allocations, qui ont pris peu à peu le caractère d'un véritable salaire, m'ont permis de me consacrer exclusivement à la Recherche Scientifique, ainsi qu'à l'Association des Travailleurs Scientifiques, initiatrice des enseignements préparatoires à la recherche dont j'ai bénéficié.

A la Mémoire de MON PÈRE

Ouvrier mécanicien
esprit curieux des progrès techniques et scientifiques

A la Mémoire de mon Cousin et Tuteur

Ouvrier coutelier, Maire de Thiers

A Charles Hainchelin, Professeur

Mort au combat pour la libération de Thiers

A MON MAITRE

Monsieur Frédéric Joliot

Hommage respectueux et reconnaissant

A mes Parents

A René Neveu

Chimiste, Électrométallurgiste
Élève de Moissan et de Frémy
En souvenir de son travail de pionnier
dans la fabrication des métaux et alliages

A ma Femme

Arrêtée pour son action patriotique

A nos Enfants

SOMMAIRE.

INTRODUCTION. — Buts et délimitation de cette étude, remerciements.

CHAPITRE I. — Étude des photodésintégrations : I. *Aperçu historique et bibliographique de l'étude des photodésintégrations* (extrait du *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 50-55).

CHAPITRE II. — Étude des photodésintégrations à l'aide des émulsions photographiques : *Dispositifs expérimentaux et mesures préliminaires*. I. (extrait du *J. Physique Rad.*, 1954, **14**, 707-716).

CHAPITRE III. — Étude des photodésintégrations à l'aide des émulsions photographiques : *Photodésintégration du carbone en trois particules α* . II. (extrait du *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 240-250).

CHAPITRE IV. — Étude des photodésintégrations à l'aide des émulsions photographiques : *Réaction (γ, p) sur le cuivre*. III. (extrait du *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 459-469).

CHAPITRE V. — *Mesure de l'intensité du rayonnement γ produit par la réaction ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ avec accélérateur de 600 kV* (extrait du *J. Rech. du C.N.R.S.*, 1953, n° 22).

CHAPITRE VI. — Étude des photodésintégrations : II. *Quelques résultats expérimentaux sur les photodésintégrations et leurs confrontations avec diverses théories* (extrait du *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 56-61).

CHAPITRE I.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS.

I. APERÇU HISTORIQUE ET BIBLIOGRAPHIQUE DE L'ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS (1).

Par RAYMOND CHASTEL.

Laboratoire de Chimie nucléaire, Collège de France.

Sommaire. L'évolution historique de l'étude des photodésintégrations est retracée en liaison avec les possibilités d'utilisation des sources de rayonnement γ , successivement disponibles (radioéléments naturels, rayonnements de désintégrations, spectres de freinage d'électrons). Le développement de ce domaine de la physique nucléaire apparaît étroitement lié à l'accroissement des moyens scientifiques et techniques utilisés.

La première réaction photonucléaire a été mise en évidence par Chadwick et Goldhaber [1] en 1934. Raisonnant par analogie avec ce qui a lieu dans l'effet photoélectrique des atomes, ils prévoient la possibilité d'émission de particules nucléaires en soumettant les noyaux à des rayons γ d'énergie quantique supérieure à l'énergie de liaison de la particule dont l'expulsion est envisagée.

Les rayons γ les plus énergétiques dont on dispose à l'époque étant ceux du ThC'' de 2,62 MeV, ils envisagent la possibilité d'observation de ce phénomène pour les noyaux ayant un défaut de masse faible ou négatif; ce qui est le cas du deutérium ${}^2\text{D}$ (qu'ils appelaient à l'époque dipton), du beryllium ${}^9\text{Be}$ et des noyaux radioactifs α . Effectivement, irradiant dans une chambre d'ionisation du deutérium par les rayons γ du ThC'' , ils observent les impulsions résultant de l'ionisation produite par les protons émis. Ils écrivent la réaction



Comme ils n'observent pratiquement pas d'impulsions avec les rayons γ du RaC de 1,8 MeV (en réalité, on a reconnu plus tard qu'il existait des raies γ d'énergie plus grande, mais ces raies ont une très faible intensité), ils en déduisent que le seuil de la réaction est compris entre 1,8 et 2,62 MeV, les mesures des masses exactes de l'hydrogène et du deutérium leur permettent d'obtenir une limite inférieure pour la masse du neutron égale à 1,0077. Une mesure assez grossière de l'énergie des protons produits leur donne une valeur de la masse m_n du neutron égale à $1,0080 \pm 0,0005$, d'après les équations

$$m_n = ({}^2\text{D} - {}^1\text{H}) + 2,62 - E_{\text{cin}},$$

$$E_{\text{cin}} = 2E_{\text{H}} \quad (E_{\text{H}}, \text{ énergie du proton}).$$

Ceci en admettant qu'il n'y avait pas de rayon γ émis au cours de la désintégration. En effet, le neutron ou le proton ou les deux auraient pu se trouver émis à un état excité ou un quantum γ pouvait être émis dans le processus de photodésintégration. Ce rayonnement qu'à l'époque on ne pouvait pas exclure *a priori* aurait été difficile à détecter expérimentalement parmi le rayonnement γ de ThC'' provoquant la réaction. Aujourd'hui encore, de telles expériences de détection de rayonnement γ émis au cours de désintégration résultant de rayons γ primaires sont très difficiles.

La masse adoptée à l'époque pour le proton est $m_{\text{H}} = 1,0078$; la valeur résultant de cette expérience de Chadwick et Goldhaber ne leur permet pas de voir nettement si la masse du neutron est supérieure à celle du proton.

En effet, Chadwick [2] avait donné $m_n = 1,0068$ et I. Curie et F. Joliot [2 a] avaient donné antérieurement à la découverte de l'effet photonucléaire des déterminations de la masse du neutron résultant de leurs mesures d'énergie des neutrons dans diverses réactions et des déterminations des maxima énergétiques des spectres β [2 b], [2 c], [2 d], [2 e], ils indiquaient les valeurs 1,0098, 1,0092, 1,0089 et ils précisaient que le premier nombre était le plus précis (la masse actuellement admise [2 f] est $m_n = 1,00893 \pm 0,00003$). Et ils donnaient comme résultat de leurs expériences :

$$m_n = 1,010 \pm 0,0005,$$

valeur nettement supérieure à celle de la masse du proton. Ceci avait une conséquence importante : le neutron devait être instable et dans leur publication à *Nature* [2 a] (12 mai 1934), ils indiquent que la radioactivité β^- doit être le résultat de la transformation d'un neutron en proton; ils écrivent



(1) La bibliographie contenue dans cette première partie va jusqu'à juillet 1951.

Dans la même publication, ils calculent l'énergie absorbée par la transformation inverse

proton $\rightarrow$ neutron + ε^- - Q' , avec $Q' = 3,1$ MeV.

La radioactivité du neutron a été effectivement observée et sa période semble comprise entre 8 et 30 mn [3].

Les mesures de Chadwick et Goldhaber fournissent une valeur de la section efficace de la réaction ${}^2\text{D}(\gamma, n){}^1\text{H}$ de 10^{28} cm² en assez bon accord avec la valeur calculée théoriquement par Bethe et Peierls [4].

C'est la première fois qu'un noyau est désintégré sous l'action de radiations électromagnétiques, auparavant, en effet, toutes les désintégrations étaient provoquées par des rayonnements corpusculaires.

Reprenant leur première expérience, Chadwick et Goldhaber [4 a], avec un dispositif expérimental amélioré, confirment les résultats de I. Curie et F. Joliot et donnent pour la masse du neutron les valeurs $m_n = 1,0084$ (avec la masse du deuton de Oliphant et Kempton) et $m_n = 1,0090$ (en utilisant la masse du deuton d'Aston). La masse du proton qu'ils utilisent pour cette publication est $m_H = 1,0081$. Il est donc définitivement confirmé que le neutron est plus lourd que le proton.

Quelques semaines plus tard, Szilard et Chalmers [5] observaient la photodésintégration du beryllium irradié par les rayons γ du radium. Ils détectaient la réaction par l'action des neutrons libérés sur l'iode. L'iode ${}^{128}\text{I}$ se transformant en iode radioactif ${}^{127}\text{I}$ de période 24,99 mn par capture d'un neutron. Cet iode actif étant séparé de l'iode inactif par la méthode suivante imaginée peu de temps avant par ces auteurs et qui porte leur nom : l'iode utilisé comme détecteur de neutron est engagé dans un composé organique; le noyau composé ${}^{128}\text{I}$ brise sa liaison chimique sous l'effet du recul produit lors de l'émission du rayonnement γ de désexcitation; les atomes d'iode formés peuvent être séparés d'une grande masse de composé organique iodé, on les entraîne par une très faible quantité d'un iodore à l'état ionique. Ce processus constitue un moyen très sensible de détection des neutrons.

Depuis la découverte de la photodésintégration du deutéron, le nombre d'expériences sur l'effet photonucléaire est allé en croissant sans cesse. Nous allons très brièvement retracer l'histoire de ces études; trois articles généraux donnent une vue d'ensemble plus ou moins complète du développement de ce domaine de la physique nucléaire, ce sont ceux d'Averbach [6], de Bosley et Craggs [7] et de Koklov [8]; enfin, de nombreux articles comportent de brefs aperçus historiques.

Il est possible de distinguer trois périodes dans le développement des études sur l'effet photonucléaire : la première période de sa découverte à 1937 au cours de laquelle les photodésintégrations sont provoquées par les rayons γ des radioéléments naturels; pendant la deuxième période, de 1937 à 1941 environ, on développe l'utilisation de rayons γ produits au cours de réactions nucléaires; enfin la dernière période, de 1945 à l'heure actuelle, a pour point de départ l'utilisation de rayons X produits par les nouveaux accélérateurs d'électrons (bétatrons et synchrotrons).

Précisons qu'au point de vue du vocabulaire utilisé on désigne habituellement par rayons γ les radiations électromagnétiques émises par des noyaux excités, qu'il s'agisse de noyaux radioactifs naturels ou artificiels ou de noyaux composés formés au cours de réactions nucléaires et l'on réserve le terme de rayons X à des radiations électromagnétiques produites à l'extérieur du noyau à l'aide, par exemple, d'électrons accélérés artificiellement.

Les étapes de cette évolution sont étroitement liées à l'accroissement des moyens techniques mis en œuvre. Il faut remarquer qu'elles correspondent au cours du temps à l'utilisation d'énergies quantiques de plus en plus élevées : l'énergie maximum utilisée pendant la première période est de 2,62 MeV (rayons γ du ThC''); au cours de la deuxième période, les radiations les plus énergiques utilisées sont celles de 17,6 MeV résultant du bombardement du lithium par les protons; enfin, dans la période actuelle, les synchrotrons fournissent des rayons X dont les énergies vont jusqu'à 320 MeV [9]. Parallèlement, le nombre des noyaux désintégrés par effet photonucléaire et le nombre de types de réactions photonucléaires s'est accru dans des proportions considérables. Les rayons γ du ThC'' ont permis seulement la photodésintégration de deux noyaux, deutérium et beryllium; de 1937 à 1941, il devient possible de produire l'effet photonucléaire de la plupart des noyaux et, cependant, trois types de réactions sont seuls étudiés : réactions (γ, n) , réactions (γ, p) , et photofissions; enfin, depuis l'utilisation des bétatrons, non seulement tous les noyaux peuvent être photodésintégrés, mais ils peuvent l'être d'un très grand nombre de manières comportant l'expulsion d'une seule particule ou d'un très grand nombre de particules avec toutes les gammes intermédiaires.

Première période : utilisation des rayons γ émis par les radioéléments naturels. — Les expériences de la première période sur ${}^2\text{D}$ et ${}^9\text{Be}$ ont été extrêmement nombreuses et elles ont continué à faire l'objet jusqu'à l'heure actuelle d'un très grand nombre de publications; nous n'en parlerons qu'occasionnellement au cours de cet exposé, car leur étude quelque peu complète nécessiterait des développements trop importants. Nous nous bornerons à dire que ces expériences ont essentiellement pour but : la détermination avec une précision croissante du seuil des réactions, la détermination des sections efficaces et de leur variation en fonction de l'énergie γ , l'étude de la distribution angulaire des particules émises.

En ce qui concerne plus particulièrement la photodésintégration du deuton, ces renseignements ont une importance de premier plan, en effet, le deuton est le plus simple des systèmes nucléaires. Le rôle du deuton dans la théorie nucléaire correspond au rôle de l'hydrogène dans la théorie atomique. Enfin, le deuton étant constitué par deux particules seulement, un neutron et un proton, le problème théorique est relativement simple, le calcul peut être mené jusqu'au bout.

Deuxième période : utilisation des rayons γ produits dans les désintégrations nucléaires. — a. RÉACTION (γ, n) . — Dans les désintégrations

nucléaires produites par des particules accélérées, il se produit des rayons γ d'énergie plus grande que ceux fournis par les sources de radioéléments naturels. Les plus intéressants de ces rayonnements γ sont ceux résultant de la capture de protons par les noyaux de différentes cibles. Les progrès réalisés dans la technique des accélérateurs de particules vont permettre d'utiliser ces rayons γ pour irradier de nouveaux éléments et rechercher d'autres effets photonucléaires. Les rayons γ les plus énergiques obtenus par cette méthode sont ceux de 17,6 MeV résultant de la capture d'un proton par ${}^7\text{Li}$ [10], [11], cette réaction présentant une résonance pour une énergie des protons de 440 keV. Bothe et Gentner [12], soumettant à ce rayonnement un grand nombre d'éléments, mettent en évidence la photodésintégration de dix nouveaux corps : phosphore, cuivre, zinc, gallium, brome, molybdène, argent, indium, antimoine et tellure. Ils détectent ces photodésintégrations (γ, n) par observation de la radioactivité du noyau résiduel. Le meilleur rendement est obtenu avec le cuivre, qui subit la réaction ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}$ dont ils déterminent la section efficace $\sigma = 5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$. Chang, Goldhaber et Sagane [13] confirment les photodésintégrations observées par Bothe et Gentner et observent, en outre, la photodésintégration de l'oxygène. Continuant leurs expériences, Bothe et Gentner [14] publient les intensités relatives des effets photonucléaires produits par les rayons γ du lithium (17,6 MeV) et du bore (12,8 MeV) et donnent la section efficace de la réaction (γ, n) sur le cuivre provoquée par les rayons γ du bore, $\sigma = 2,2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$. Carlson et Henderson [15] disposant d'un accélérateur dont la source est capable de donner un faisceau d'ions de $600 \mu\text{A}$ obtiennent une intensité de rayonnement γ sensiblement triple de celle de Bothe et Gentner, ils observent la photodésintégration du manganèse et du fer; cependant, les périodes des activités trouvées sont nettement en désaccord avec les périodes actuellement connues pour les nuclides produits.

Depuis leur découverte en 1934 par F. et I. Joliot-Curie [16], la connaissance des radioéléments artificiels ayant considérablement progressé, il devenait possible de prévoir les périodes résultant de nouvelles photodésintégrations recherchées, ce qui permettait de choisir à l'avance les durées d'irradiation convenables. Disposant, d'autre part, d'une intensité de rayonnement γ beaucoup plus grande que celle de Bothe et Gentner, les chercheurs de Zurich ont entrepris l'étude systématique de tous les éléments du tableau de Mendeleeff. Ces études font l'objet de nombreuses publications dans lesquelles un soin tout particulier est apporté à la correction résultant de l'activité parasite provoquée par les neutrons émis en même temps que les rayons γ [17] ⁽²⁾. Au cours de ces travaux, ils mettent en évidence un grand nombre de nouvelles réactions (γ, n) et ils donnent pour chacune la section efficace relative en utilisant comme référence la section efficace du cuivre. Leurs expériences permettent la détermination avec certitude des périodes comprises entre 3 s et 5 jours présentant un rendement égal au minimum

à 1 pour 100 du rendement trouvé pour ${}^{63}\text{Cu}$. Un tableau d'ensemble de leurs résultats est publié en 1948 [18].

b. PHOTOFISSION. — Très tôt après la découverte de la fission de l'uranium [19], [20], [21], Roberts, Meyer et Hafstad [22] et Heyn, Aten et Bakker [23] publient d'infructueuses tentatives faites pour mettre en évidence la fission de l'uranium et du thorium sous l'action des rayons γ du lithium et du fluor. Haxby, Shoupp, Stephens et Wells [24] utilisant les rayons γ du fluor (6 MeV), réussissent à détecter la photofission de l'uranium et du thorium, les sections efficaces étant estimées à $\sigma_U = 3,5 \pm 1,0 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ et $\sigma_{\text{Th}} = 1,7 \pm 0,5 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$. Une chambre d'ionisation et un amplificateur étaient utilisés pour détecter ces processus de fission; plusieurs tests étaient utilisés pour s'assurer que les phénomènes observés étaient réellement dus aux rayons γ et non aux neutrons.

L'étude des photofissions a été poursuivie au cours de la période suivante en utilisant, soit les radiations produites par des désintégrations, soit celles émises par les bétatrons et un certain nombre de résultats importants ont été obtenus [25].

Charbonnier, Scherrer, Wäeffler [26] à l'aide d'émulsions photographiques contenant une forte proportion d'uranium déterminent la section efficace de photofission de ${}^{235}\text{U}$ pour les rayons γ du lithium et donnent la valeur $\sigma = 4,6 \pm 1,5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$.

La tripartition [27] de l'uranium et du thorium a pu être provoquée par les rayons γ et a également été détectée dans les émulsions photographiques [28], [29]; Goward, Titterton et Wilkins [30] ont observé la photofission de l'uranium avec émission d'un noyau de ${}^7\text{Be}$ instable qui se partage au cours de son expulsion en deux particules α , ce phénomène se présente donc sous l'apparence d'une quadripartition.

Baldwin et Klaiber [31] déterminent la courbe de variation de la section efficace de photofission de l'uranium en fonction de l'énergie des rayons γ , cette courbe présente un maximum de $6 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ pour $E_\gamma = 16 \text{ MeV}$.

Koch, Mc Elhinney et Gasteiger [32] donnent les seuils de photofission pour ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{240}\text{Pu}$ et Sugarman [33] étudie la photofission du bismuth.

Ogle, Mc Elhinney [34] et Mc Elhinney et Ogle [35] étudient également cette variation pour plusieurs éléments.

Récemment, une publication [36] donne les rendements de fission et d'émission neutronique, ainsi que l'énergie moyenne des neutrons émis, pour la photodésintégration de l'uranium.

c. RÉACTIONS (γ, p). — En 1944, Huber, Lienhard, Scherrer et Wäeffler [37] signalent une activité obtenue lors du bombardement du magnésium par les rayons γ du lithium et ils l'attribuent à la réaction ${}^{26}\text{Mg}(\gamma, p){}^{25}\text{Na}$; Hirzel et Wäeffler [38] étudient les réactions (γ, p) provoquées sur les différents isotopes du silicium, du titane, du chrome, du sélénium, du molybdène, du palladium, du cadmium et du zinc. Ils déterminent les sections efficaces relatives par rapport à la section efficace de la réac-

⁽²⁾ R. CHASTEL, *Thèse*, Paris, 1952.

tion ${}^{63}_{29}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}_{29}\text{Cu}$. Ils comparent ces sections efficaces aux sections efficaces (γ, p) et montrent que les réactions (γ, p) ont une probabilité beaucoup plus grande que celle prévue par la théorie des évaporations nucléaires.

Ces études des réactions (γ, p) ont été faites en mesurant l'activité des noyaux finaux, il en résulte que seules les réactions produisant des noyaux radioactifs sont susceptibles d'être étudiées de cette façon.

Pour de très nombreux éléments, l'émission photonucléaire d'un proton conduit à des isotopes stables, l'élaboration d'une méthode d'étude de ces réactions apparaissait comme grandement souhaitable, l'utilisation de la technique des émulsions photographiques dans ce but a permis de mettre en évidence l'effet photonucléaire avec émission d'un proton dans le cas du cuivre [39].

Des efforts dans ce sens ont été faits indépendamment et Toms, Halpern et Stephens [40] ont publié une courte Note concernant l'observation dans l'émulsion photographique de photoprotons émis par le magnésium irradié par le rayonnement de freinage d'un bétatron de 22,5 MeV; dans ce cas particulier, deux des isotopes du Mg, ${}^{25}\text{Mg}$ et ${}^{26}\text{Mg}$, conduisent à des isotopes radioactifs, ce qui permet un contrôle de ces réactions (γ, p) par mesure de l'activité induite. Plus tard, Toms et Stephens ont publié [41] une étude plus détaillée de ces expériences.

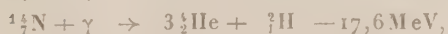
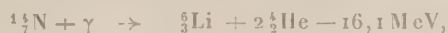
Récemment, Byerly et Stephens [42] viennent de donner les résultats d'une étude des photoprotons émis par le cuivre.

Enfin, Mann et Halpern [43] utilisant également le rayonnement de freinage d'un bétatron, ont étudié avec une technique différente la production de photoprotons sur 20 éléments.

d. ÉTOILES DE PHOTODÉSINTÉGRATION DES NOYAUX LÉGERS DANS L'ÉMULSION PHOTOGRAPHIQUE. — Dans une plaque exposée au rayonnement γ du lithium, Hänni [44] avait observé des étoiles à trois branches; ces étoiles ont été attribuées à la photodésintégration du carbone en trois particules α [45]; Wäffler et Younis [46] ont donné une valeur de la section efficace de cette réaction $\sigma = 0,8 \pm 0,3 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$. Divers auteurs [47], [48], [49], [50], [51], ont étudié le mécanisme de cette réaction.

A l'aide d'un synchrotron, la photodésintégration de l'oxygène en quatre particules α a été observée également dans les émulsions photographiques [52], [53], [54]. Dans ces différentes désintégrations, on observe parfois une formation intermédiaire de ${}^7\text{Be}$ [55].

D'autres photodésintégrations d'éléments légers ont été détectées dans les plaques nucléaires, en particulier, sur l'azote [56], [57] :



On a identifié les réactions suivantes sur le bore [58] :



et la réaction

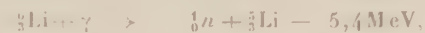
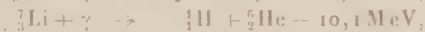


est considérée comme probable.

Dans le cas du beryllium, on a observé la réaction [59]



Enfin, sur le lithium, les réactions suivantes ont été mises en évidence [60], [61], [62] :



Troisième période : utilisation des rayons X produits par les bétatrons et synchrotrons. —

Les rayons γ résultant de désintégrations nucléaires permettaient exclusivement l'étude de photodésintégrations à des énergies γ fixes et discontinues, ils n'offraient pas la possibilité de faire varier de façon continue l'énergie quantique du rayonnement. A partir de 1941 environ, les nouveaux accélérateurs d'électrons de grande énergie, bétatrons et synchrotrons, donnent la possibilité d'utiliser des spectres continus des rayonnements de freinage des électrons. Ils présentent, en outre, l'avantage de permettre aisément une modification de l'énergie quantique du rayonnement émis. Cette dernière caractéristique rend possible la détermination des seuils des réactions photonucléaires. C'est ainsi que la première publication concernant les photodésintégrations produites par un bétatron, publiée par Baldwin et Koch en 1945 [63] donne les seuils d'un certain nombre de réactions (γ, n) . Comme autre avantage des bétatrons et synchrotrons, il convient de souligner le fait qu'ils fournissent des intensités de radiations incomparablement plus grandes que les désintégrations nucléaires produites dans les accélérateurs de particules lourdes, au surplus le rayonnement présente la particularité intéressante d'être émis dans un cône étroit vers l'avant du faisceau d'électrons [64]; ces deux faits rendent possible l'étude de photodésintégrations à faible rendement et la canalisation soignée du faisceau de radiations.

Aux grandes énergies atteintes avec ces accélérateurs, à Berkeley, par exemple, un synchrotron de 322 MeV est actuellement en fonctionnement [65], l'expulsion d'un neutron ou d'un proton est également probable, mais encore le noyau résiduel est porté à une température suffisamment élevée pour évaporer plusieurs particules. Des désintégrations au cours desquelles six à huit particules nucléaires : neutrons, protons, particules α , etc. peuvent être émises, sont possibles avec une énergie d'excitation de 100 MeV. De telles désintégrations ont été observées dans le rayonnement cosmique dès 1938 [66]; nous ne traiterons pas, par ailleurs, de ces photodésintégrations produites par le rayonnement cosmique et nous laisserons également de côté les réactions photo-mésoniques.

La possession de radiations d'énergie et d'intensité contrôlables permet maintenant l'étude de ces désin-

tégrations nucléaires extrêmement variée aux grandes énergies. Il en résulte un accroissement considérable du nombre de photoréactions connues. C'est ainsi qu'en 1944 on en avait observé d'après la table de Seaborg [67] seulement 35; à l'heure actuelle, ce nombre est de l'ordre de quelques centaines.

Quoique aucune méthode pleinement satisfaisante n'existe pour étudier les désintégrations multiples, plusieurs techniques sont cependant utilisables.

Les traces des particules chargées émises peuvent être observées à l'appareil Wilson ou dans les émulsions photographiques. Leurs énergies respectives et leurs directions peuvent ainsi être obtenues. Cependant, ces méthodes ne permettent pas d'observer les neutrons émis dans la désintégration et donnent ainsi, une image incomplète du phénomène. En raison du mélange d'éléments présents dans le gaz de la chambre Wilson et dans l'émulsion, souvent, les éléments responsables de la réaction ne peuvent être identifiés sans difficultés et avec une absolue certitude.

Une autre méthode utilisable est l'observation de la radioactivité induite, méthode déjà grandement exploitée pour l'étude des réactions (γ, n) et (γ, p) ; elle permet la connaissance de l'élément initial et l'identification certaine de l'isotope produit, mais ne détecte pas les réactions conduisant à des noyaux stables, ainsi que nous l'avons signalé précédemment, elle ne permet pas de déterminer sans ambiguïté les types de particules émises.

Toutefois, en raison des grandes intensités de rayonnement fournies par les accélérateurs d'électrons, il est possible de détecter directement les photons neutrons émis.

Ces diverses méthodes doivent donc être utilisées concouramment pour l'étude des photodésintégrations produisant un grand nombre de particules.

Une difficulté importante s'est présentée aux utilisateurs d'accélérateurs d'électrons, c'est la connaissance imparfaite de la forme du spectre continu des radiations émises. Les spectres diffèrent parfois notablement du spectre théorique facilement calculable dans le cas du freinage des électrons par une cible mince [68]. Sans entrer dans le détail des causes de ces divergences, signalons que les formes de ces spectres ont été étudiées, notamment à l'aide de photodésintégrations, en particulier dans les émulsions photographiques [69], [70]; les sections efficaces de ces photoréactions étant supposées vérifiées par d'autres méthodes. Nous avons là un bel exemple d'interdépendance réciproque entre différentes techniques.

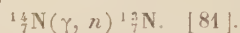
Compte tenu de ces possibilités et de ces défauts des accélérateurs d'électrons, de nombreuses déterminations de seuils photonucléaires ont été publiées [63], [71], [72], [73], [74], [75], [76], [77], [78], [79], [80].

De très nombreuses publications exposent des mesures de rendement photonucléaires, les valeurs

données sont rapportées très fréquemment aux rendements des réactions :



ou, quelquefois,



Dans certains cas, les courbes de variation du rendement en fonction de l'énergie des rayons γ (ou de la section efficace relative) sont obtenues. Ces courbes sont établies en faisant des hypothèses diverses sur la forme des spectres des bêta-trons utilisés; malgré cette source d'incertitude plus ou moins importante suivant les publications, elles présentent un aspect caractéristique comportant une croissance rapide au-dessus du seuil suivie d'un maximum situé à des énergies quantiques variant entre 15 et 40 MeV suivant les noyaux considérés; la courbe décroît ensuite, il en résulte que le rendement total d'une photodésintégration considérée s'accroît peu lorsque l'on passe d'un spectre d'énergie maximum 50 MeV à un spectre d'énergie maximum 100 MeV [81], [82].

Cette forme de courbe d'excitation présentant une sorte de « résonance » était assez inattendue, elle a conduit à l'introduction d'une nouvelle définition du rendement d'une réaction photonucléaire : la section efficace intégrée

$$\sigma_{\text{int}} = \int_0^\infty \sigma(E) dE,$$

l'unité généralement adoptée étant de $10^{-24} \text{ cm}^2 \text{ MeV}$. Les résultats expérimentaux ont, d'autre part, conduit Goldhaber et Teller [83] à élaborer une théorie interprétant le phénomène. Cette théorie sera examinée plus en détail dans l'article suivant; disons seulement qu'elle prévoit une diffusion importante des rayons γ d'énergie voisine de celle de la « résonance ». Gaertner et Yeater [84] ont tenté de mesurer l'intensité de cette diffusion par résonance nucléaire, ils ont obtenu des résultats beaucoup plus petits que ce que Goldhaber et Teller ont prévu. Dressel et ses collaborateurs [85] ont également étudié cette diffusion par résonance nucléaire, ils ont trouvé une distribution angulaire de l'intensité diffusée sensiblement en accord avec la théorie.

Levinger et Bethe [86] donnent un travail théorique d'après lequel la diffusion par résonance nucléaire est un peu inférieure à celle de Goldhaber et Teller.

Les travaux de parution récente manifestent deux ordres principaux de préoccupations des expérimentateurs; d'une part, l'étude des spectres énergétiques et des distributions angulaires des particules émises; d'autre part, l'étude des photodésintégrations produites aux grandes énergies, comportant des particules émises directement, pratiquement en même temps que l'absorption du quantum, et des particules évaporées en des temps comparativement plus long par le noyau résiduel.

Manuscrit reçu le 23 septembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] CHADWICK et GOLDHABER. — *Nature*, 1934, **134**, 237.

[2] CHADWICK. — *Proc. Roy. Soc.*, 1939, **136**, 692.

- [2 a] I. CURIE et F. JOLIOT. — *Nature*, 1934, **133**, 721.
 [2 b] I. CURIE et F. JOLIOT. — *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **196**, 397.
 [2 c] I. CURIE, F. JOLIOT et P. SAVEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **194**, 2208.
 [2 d] I. CURIE et F. JOLIOT. — *Nature*, 1930, **130**, 692.
 [2 e] I. CURIE et F. JOLIOT. — *Nature*, 9 July 1932.
 [2 f] BETHE. — *Elem. Nucl. Theory*, 1947.
 [3] SNELL, PLEASANTON et MC CORD. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 310.
 [4] BETHE et PEIERLS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1935, A **148**, 146.
 [4 a] CHADWICK et GOLDHABER. — *Proc. Phys. Soc.*, 1935, A **151**, 479.
 [5] SZILARD et CHALMERS. — *Nature*, 1934, **134**, 494.
 [6] AVERBACH. — *Usp. Phys. Naouk*, 1948, **35-2**, 276.
 [7] BOSLEY et CRAGGS. — Report on progress in physics, 1948-1949, vol. XII, 82.
 [8] KOKLOV. — *Usp. Phys. Naouk*, 1950, **42**, 316.
 [9] KERST et PRICE. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 725.
 [10] DELSASSO, FOWLER et LAURITSEN. — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 391.
 [11] GAERINER et CRANE. — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 582.
 [12] BOTHE et GENTNER. — *Z. Physik*, 1937, **106**, 236.
 [13] CHANG, GOLDHABER et SAGANE. — *Nature*, 1937, **139**, 962.
 [14] BOTHE et GENTNER. — *Z. Physik*, 1939, **112**, 45.
 [15] CARLSON et HENDERSON. — *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 193.
 [16] I. et F. JOLIOT-CURIE. — *C. R. Acad. Sc.*, 1934, **198**, 254.
 [17] HUBER, LIENHARD, SCHERRER et WAEFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1943, **16**, 33.
 [18] WAEFFLER et HIRZEL. — *Helv. Phys. Acta*, 1948, **21**, 200.
 [19] HAHN et STRASSMANN. — *Naturwiss.*, 1939, **27**, 11.
 [20] JOLIOT. — *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, 341.
 [21] FRISCH. — *Nature*, 1939, **143**, 276.
 [22] ROBERTS, MEYER et HAFSTAD. — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 417.
 [23] HEYN, ATEN et BAKKER. — *Nature*, 1939, **157**, 90.
 [24] HAXBY, SHOUPP, STEPHENS et WELLS. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 57.
 [25] HUIZENGA, MAGNUSSON, FIELDS, STUDIER et DUFFIELD. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 561.
 [26] CHARBONNIER, SCHERRER et WAEFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 385.
 [27] TSIEN, CHASTEL, HO et VIGNERON. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 986.
 [28] TITERTON et GOWARD. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 142.
 [29] TITERTON et BRINKLEY. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 500.
 [30] GOWARD, TITERTON et WILKINS. — *Nature*, 1949, **164**, 661.
 [31] BALDWIN et KLAIBER. — *Phys. Rev.*, 1947, **70**, 259.
 [32] KOCH, MC ELHINNEY et GASTEIGER. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 329.
 [33] SUGARMAN. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 532.
 [34] OGLE et MC ELHINNEY. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 344.
 [35] MC ELHINNEY et OGLE. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 342.
 [36] GOWARD, JONES, WATSON et LEES. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 95.
 [37] HUBER, LIENHARD, SCHERRER et WAEFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1944, **17**, 139.
 [38] HIRZEL et WAEFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 373.
 [39] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 2020.
 [40] TOMS, HALPERN et STEPHENS. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1949, **7**, 22.
 [41] TOMS et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 709.
 [42] BEYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 473.
 [43] MANN et HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 733.
 [44] HAENNI. — Diplomarbeit ETH, 1948.
 [45] HAENNI, TELEGGI et ZUNTI. — *Helv. Phys. Acta*, 1948, **21**, 203.
 [46] WAEFFLER et YOUNIS. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 614.
 [47] TELEGGI et ZUNTI. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 745.
 [48] CHASTEL. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 291.
 [49] GOWARD, TELEGGI et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 402.
 [50] CHASTEL. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 55 S.
 [51] WILKINS et GOWARD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 201.
 [52] GOWARD et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 1171.
 [53] GOWARD et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 93.
 [54] GOWARD et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 94.
 [55] WILKINS et GOWARD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 1173.
 [56] WILKINS et GOWARD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 663.
 [57] GOWARD et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 312.
 [58] GOWARD, TITERTON et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 172.
 [59] TITERTON. — *Nature*, 1950, **165**, 721.
 [60] TITERTON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 1297.
 [61] TITERTON et BRINKLEY. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 212.
 [62] TITERTON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 915.
 [63] BALDWIN et KOCH. — *Phys. Rev.*, 1945, **67**, 1.
 [64] SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 87.
 [65] MILLER. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 260.
 [66] BRODE et STARR. — *Phys. Rev.*, 1938, **53**, 319.
 [67] SEABORG. — *Rev. Mod. Physics*, 1944, **16**, 1.
 [68] HEITLER. — The quantum theory of radiations, Oxford University Press, 1944, p. 170.
 [69] BOSLEY, GRAGGS et NASH. — *Nature*, 1948, **161**, 1022.
 [70] KING. — *Nature*, 1950, **165**, 526.
 [71] BECKER, HANSON et DIVEN. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 166.
 [72] MC ELHINNEY, HANSON et DUFFIELD. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1948, **23**, 7.
 [73] HANSON, DUFFIELD, KNIGHT, DIVEN et PALEVSKY. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 578.
 [74] MC ELHINNEY, HANSON, BECKER, DUFFIELD et DIVEN. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 542.
 [75] PARSON et COLLIE. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 834.
 [76] PARSON, LEES et COLLIE. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 915.
 [77] SHERR, HALPERN et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1950, **81**, 154.
 [78] OGLE, BROWN et CARSON. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 63.
 [79] MC ELHINNEY et OGLE. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 63.
 [80] OGLE et ENGLAND. — *Phys. Rev.*, 1950, **63**, 78.
 [81] PERLMAN et FRIEDLANDER. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 442.
 [82] BALDWIN et KLAIBER. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1156.
 [83] GOLDHABER et TELLER. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1046.
 [84] GAERTNER et YEATER. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 363.
 [85] DRESSER. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 754.
 [86] LEVINGER et BETHE. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 115.

CHAPITRE II.

ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS A LAIDE DES EMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET MESURES PRELIMINAIRES I

PAR RAYMOND CHASTEL,

Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.
Place Marcellin-Berthelot, Paris, 5^e.

Sommaire. — Le tube accélérateur et les dispositifs expérimentaux destinés à l'irradiation des émulsions photographiques sont décrits. La source de rayonnement γ , constituée par une cible de lithium (évacuée sous vide) bombardée par les protons est étudiée. Le rendement de la cible en fonction de l'énergie des protons est obtenu par mesure de l'activation photonucléaire de $^{63}_{29}\text{Cu}$ et à l'aide d'une chambre d'ionisation. Le spectre énergétique du rayonnement γ est vérifié et la distribution angulaire de l'intensité du rayonnement est déterminée. L'effet des neutrons parasites est mesuré. Les conditions d'irradiation, de développement et d'observation microscopique des émulsions nucléaires sont précisées.

A. — Production des rayons γ utilisés.

Les irradiations des émulsions nucléaires ont été effectuées à l'aide du tube accélérateur de protons du Laboratoire de Synthèse atomique, à Ivry; les rayons γ utilisés étaient produits sous l'action du bombardement de la cible de lithium par les protons. Le tube accélérateur utilisé présentait un certain nombre de particularités dont il convenait de tirer le meilleur parti possible pour fixer les conditions d'irradiation. Nous allons donc donner une brève description des appareils utilisés (¹).

1. **Le tube accélérateur** (fig. 1). — Le tube accélérateur a une source d'ions du type Oliphant [1], [2] à effluve à haute tension, la tension appliquée nécessaire pour ioniser le gaz et extraire les ions produits est de 50 kV. Les ions produits ont donc des énergies comprises entre 0 et 50 kV, il en résulte donc un étalement assez important en énergie du faisceau d'ions accélérés (10 pour 100). Le courant total dans la source (ions et électrons) est d'environ 20 mA, la puissance dissipée de 1 kW nécessite un refroidissement à circulation d'huile. Le courant est fourni par un alternateur suivi d'un système de transformateur élévateur de tension, il est redressé par deux kénotrons. L'ensemble de ce dispositif qui est à la tension de + 500 kV est assez volumineux, ce qui accroît la possibilité d'effluves. D'autre part, l'alternateur doit être entraîné par une transmission isolante; c'est là une source de vibrations mécaniques transmises à l'ensemble de l'appareil, ce qui crée souvent des difficultés pour réaliser des dispositifs d'irradiation utilisant une géométrie bien définie.

(¹) Cette étude comprend trois articles que nous désignerons par [I], [II], [III]; ils sont extraits d'une *Thèse* (Paris, 21 mai 1952).

Le réglage de l'effluve dans la source exige au minimum quelques minutes, ce fait empêche de

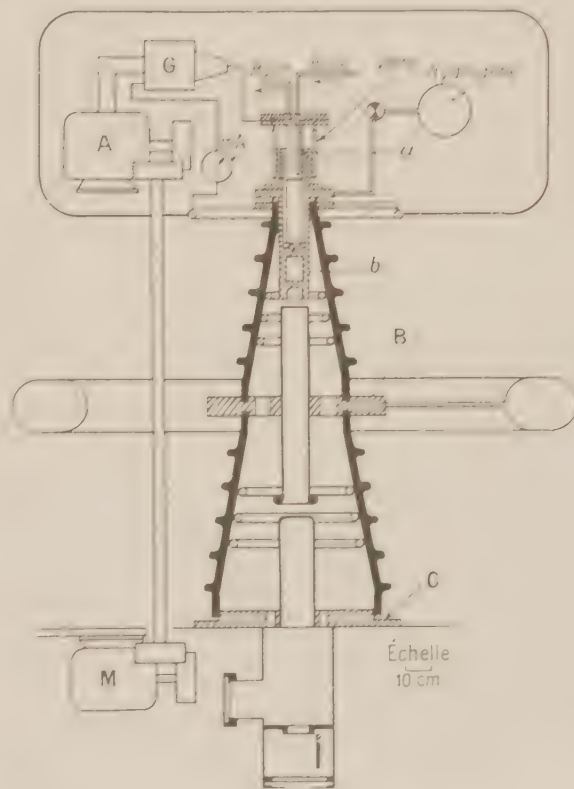


Fig. 1.

a et *b*, électrodes de la source d'ions; *G*, générateur redresseur; *A*, alternateur d'alimentation en basse tension du générateur *G*; *M*, moteur d'entraînement de l'alternateur *A* (la transmission mécanique est réalisée par un axe vertical isolant); *B*, électrode accélératrice intermédiaire au potentiel $\frac{V}{2}$; *C*, base du tube reliée électriquement à la terre.

commencer une irradiation à une intensité du faisceau et à une tension déterminées, ces valeurs doivent être atteintes progressivement. Ce comportement des sources à effluve crée une gêne assez importante pour les irradiations de courte durée.

Le courant total d'ions maximum est de $500 \mu\text{A}$. Le rendement en protons par rapport au courant total, d'après les mesures faites par J. Sommeria avec un analyseur magnétique est de 55 pour 100. La consommation d'hydrogène à la pression atmosphérique est de 100 cm^3 à l'heure pour un fonctionnement à une intensité de $400 \mu\text{A}$.

L'accélération des ions est réalisée en deux étages : une première accélération a lieu entre le diaphragme de sortie de la source et une électrode intermédiaire portée à un potentiel égal à la moitié du potentiel de la source. Une deuxième accélération a lieu entre cette électrode intermédiaire et un diaphragme disposé au-dessus de la cible. Les espaces d'accélération entre ces électrodes jouent en même temps le rôle de lentilles électrostatiques pour concentrer le faisceau d'ions. Seule la première lentille agissant sur des ions d'énergie encore faible joue un rôle important. Ses distances focales image et objet sont respectivement de 40 et 11 cm. La cible se trouve à 1,50 m du foyer image, le grandissement est de 3,75, ce qui donne sur la cible une image de 0,75 cm du trou de la source de diamètre 2 mm. Étant donné la dispersion en énergie des ions à la sortie de la source, il se produit une aberration chromatique qui élargit la tache du faisceau sur la cible, le diamètre de la trace du faisceau visible sur la cible après démontage est d'environ 1 cm.

Les tensions appliquées aux électrodes accélératrices sont fournies par six blocs de transformateurs redresseurs identiques, chaque bloc fournit une tension de 100 kV. Le montage est réalisé pour assurer l'addition des tensions de chaque bloc; cet ensemble est capable de fournir une puissance de 6 kW.

La mesure de la tension totale d'accélération est réalisée par détermination de l'intensité passant dans une grande résistance constituée par 1000 résistances au carbone de $2 \text{ M}\Omega$ baignant dans l'huile. Un étalonnage grossier a été fait au spintermètre. Cette résistance a également servi à déterminer à l'oscillographe cathodique l'ondulation de la haute tension redressée : elle est de 10 pour 100 lorsque le générateur débite 5 mA.

L'intensité du faisceau d'ions est mesurée à l'aide d'un microampèremètre branché entre le porte-cible, isolé du reste du tube, et la terre. Pour que la mesure ait une signification, il est nécessaire d'arrêter les électrons secondaires formés sur la cible, car ces électrons remontent dans le tube en sens inverse du faisceau d'ions et le courant qui en résulte s'ajoute au courant transporté par les ions. Ces électrons sont arrêtés, soit par un anneau porté à un potentiel négatif de quelques centaines

de volts par rapport à la cible, soit en les enroulant dans le champ magnétique d'un petit aimant permanent.

Le tube accélérateur et le générateur à haute tension ont été décrits plus en détail dans deux publications de J. Sommeria [3], [4].

2. La préparation des cibles. — Les premières irradiations ont été effectuées en utilisant du lithium métallique introduit à l'air libre dans la cavité conique du porte-cible, mais ce procédé avait le désavantage de permettre une oxydation rapide de

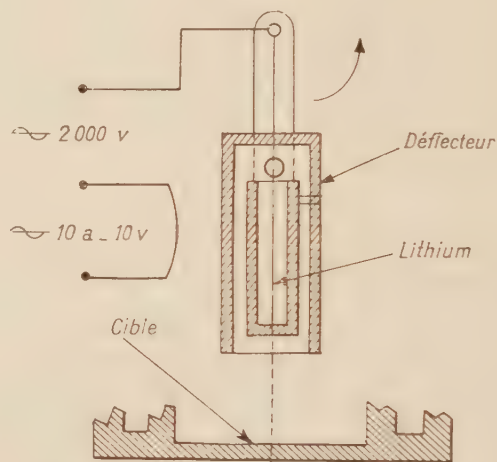


Fig. 1.

la cible, et d'autre part le renouvellement du lithium nécessitait le démontage du porte-cible.

Nous avons donc prévu un dispositif de préparation des cibles par vaporisation sous vide du lithium à l'intérieur du tube lui-même. L'utilisation de lithium pur au lieu d'oxyde de lithium permet de tripler le rendement en rayons γ , l'efficacité et les avantages de ce procédé avaient été signalés par l'équipe du tube accélérateur de Zürich.

Le tube accélérateur du Laboratoire de Synthèse atomique a une disposition inversée par rapport à celui de Zürich, la cible est située sous le tube et les protons sont accélérés de haut en bas. A Zürich un simple tube en acier dont l'ouverture est dirigée vers le haut permet par chauffage d'obtenir un dépôt de vapeur de lithium sur la cible placée au-dessus. A Ivry le système a été modifié de façon à renvoyer vers le bas la vapeur de lithium à déposer sur la cible. Pratiquement, ce résultat a été obtenu en coiffant le tube contenant le lithium par un capuchon d'un diamètre un peu supérieur à celui du creuset à lithium, le capuchon servant de déflecteur pour ramener vers le bas la vapeur de lithium. Le chauffage de l'ensemble est obtenu par bombardement électronique. Un dispositif à manivelle dont l'axe est muni d'un rodage à vide permet de retirer le

réchaud à lithium de l'axe du tube pour permettre le passage du faisceau d'ions (fig. 2).

3. Étude des rayons γ . — Parmi les réactions produisant un rayonnement γ énergétique en utilisant comme particules incidentes les protons, nous avons choisi celle du lithium, car elle fournit les rayons γ les plus énergétiques, allant jusqu'à 17,6 MeV. La réaction s'écrit



L'état du ${}^8_4\text{Be}$ formé à l'aide des protons de 440 keV ne permet pas de réactions entrant en compétition autre que la diffusion élastique des protons [5].

Cette réaction comporte une résonance aiguë

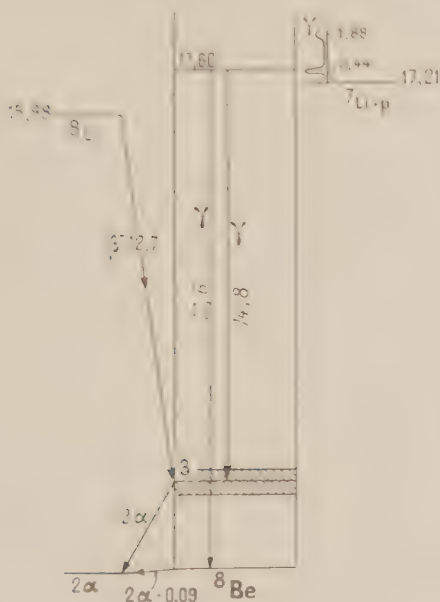


Fig. 3.

(demi-largeur de 11 à 14 keV suivant les auteurs) pour une énergie des protons incidents de 441 keV.

Hornyak, Lauritsen, Morrison et Fowler ont publié un certain nombre de caractéristiques de cette réaction [6]. Le rendement d'une cible épaisse de lithium métallique pour $E_p = 0,85$ MeV est de $2,6 \cdot 10^{-8} \frac{P}{\gamma}$.

Les valeurs données pour la section efficace sont $6 \cdot 10^{-27}$ cm² [7] et $7,2 \cdot 10^{-27}$ cm² [8].

Le rayonnement γ comporte deux composantes : $E_\gamma = 17,6$ MeV (raie étroite) et $E_\gamma = 14,8$ MeV (raie large). L'intensité relative de la raie d'énergie la plus faible est environ 0,5 pour des protons de 0,46 MeV et 1,5 pour des protons de 1,15 MeV (avec cible épaisse), les deux raies apparaissent à la fois à la résonance et en dehors de la résonance [9].

Cette émission se fait à partir du niveau excité de ${}^8_4\text{Be}$ de 17,6 MeV, le retour à l'état fondamental donnant les radiations les plus énergétiques, tandis

que la transition conduisant à un niveau excité large situé vers 2,9 MeV est responsable de la raie de faible énergie. Ce dernier niveau excité est instable α , ce niveau est responsable de la formation des « marteaux » observés dans les étoiles de désintégration provoquées par les rayons cosmiques, les noyaux de ${}^7_3\text{Li}$ émis subissant au préalable une transition β .

Le niveau fondamental de ${}^8_4\text{Be}$ est lui-même instable α , la désintégration libérant une énergie faible de 0,09 MeV (fig. 3).

Afin de vérifier le fonctionnement de l'accélérateur, nous avons étudié le rayonnement γ produit. Cette étude a comporté quatre phases :

a. Étude du rendement de la réaction en fonction de la tension d'accélération des protons;

b. Étude de la distribution angulaire du rayonnement γ ;

c. Détermination du spectre énergétique des rayons γ ;

d. Étude de l'effet parasite des neutrons.

Nous allons les examiner successivement.

a. ÉTUDE DU RENDEMENT DE LA RÉACTION EN RAYONS γ EN FONCTION DE LA TENSION D'ACCÉLÉRATION DES PROTONS. — Cette étude a été faite en détectant les rayons γ par deux méthodes :

1° Détection par chambre d'ionisation. — Nous avons utilisé une chambre d'ionisation à parois de bakélite remplie d'air à la pression atmosphérique. Nous avons choisi une chambre fabriquée avec une substance riche en carbone (bakélite) pour éviter les activations résultant de réactions photonucléaires (γ, n) ou (γ, p); en effet, le carbone subit seulement une réaction (γ, α) de rendement faible sous l'action du rayonnement γ utilisé (voir II). Avec les métaux usuels, cuivre, laiton, fer, l'irradiation au rayonnement γ aurait provoqué une radioactivité β , cette activité persistant après les périodes d'irradiation aurait été gênante pour les mesures.

La chambre d'ionisation était reliée par un câble blindé à un amplificateur à courant continu placé dans la cabine de commande de l'accélérateur. La chambre d'ionisation et l'amplificateur nous ont été fournis par le service de MM. Rogozinski et Weill du Commissariat à l'Énergie atomique.

L'amplificateur à courant continu et à contre-réaction totale a les caractéristiques suivantes : le gain en volts est de 1, donc le gain en intensité est $\frac{R_e}{R_s}$ (R_e , résistance d'entrée; R_s , résistance de sortie); ici

$$\frac{R_e}{R_s} = \frac{10^{12}}{10^3} = 10^9.$$

L'intensité du courant d'ionisation mesuré est

$i = \frac{Re}{V}$, ce qui donne pour une tension mesurée à la sortie de 10 V, 10^{-11} A. La fluctuation est de $200 \mu\text{V}$. Enfin la chambre d'ionisation placée sous la cible dans l'axe du faisceau de protons est disposée dans une boîte cylindrique à parois de plomb de 3 mm d'épaisseur destinée à arrêter les rayons X nous produits par la source d'ions, par le faisceau d'ions tombant sur la cible et les bords des diaphragmes ou par des électrons secondaires arrachés par les ions. Nous avons vérifié que dans ces conditions l'activité possible du plomb n'intervenait pas, les rayons β étant arrêtés par la bakélite. Les mesures ont été faites en faisant varier la tension d'accélération des protons de 50 en 50 keV, les résultats sont portés sur la courbe A de la figure 4.

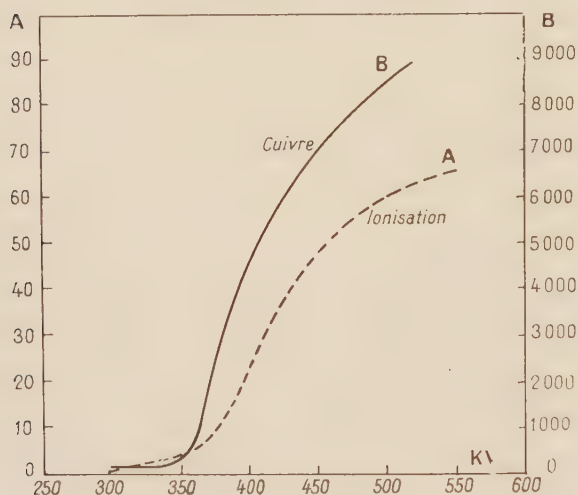


Fig. 4.

La principale source d'imprécision résulte des impulsions électrostatiques parasites collectées par la chambre d'ionisation; ces impulsions sont provoquées soit par des effluves du sommet du tube porté à la haute tension, soit par des décharges dans le tube résultant de dégazages brusques. Pour diminuer au maximum la fréquence de ces impulsions, nous avons fait les mesures indiquées après avoir laissé fonctionner le tube pendant plusieurs jours pour assurer un bon dégazage.

D'autre part, ces parasites électrostatiques ayant pour résultat de ramener au zéro l'aiguille de l'appareil de mesure de l'amplificateur, nous avons fait les mesures lorsque l'aiguille atteignait sa position maximum, après une longue période de stabilité, et les valeurs portées sur la courbe sont des moyennes de plusieurs lectures.

Cet ensemble, chambre d'ionisation et amplificateur, a été utilisé pour les expériences ultérieures comme moniteur pour la mesure de l'intensité γ ⁽²⁾.

Pour ces mesures, l'influence des parasites électrostatiques a été grandement diminuée en utilisant un deuxième modèle d'amplificateur présentant une plus grande stabilité. Cet appareil nous a également été fourni par le Commissariat à l'Énergie atomique.

2° Détection par l'activité du ^{62}Cu ($T = 10,5$ mn).

— Des détecteurs de cuivre identiques étaient irradiés pendant 10 mn dans une position bien définie sous la cible, en utilisant une valeur fixe de l'intensité du faisceau ($200 \mu\text{A}$), cette valeur étant maintenue aussi constante que possible (à 5 pour 100 environ).

Les irradiations au cours desquelles cette constance n'avait pu être maintenue ont été éliminées.

Les détecteurs étaient irradiés en utilisant des cibles de lithium fraîchement évaporées avec des tensions d'accélération maintenues à des valeurs constantes différant de 50 keV, l'activité des détecteurs était mesurée à l'aide d'un compteur Geiger-Müller type « Collège de France » en utilisant une géométrie bien définie, les mesures étaient commencées 2 mn après la fin de l'irradiation et étaient poursuivies pendant 10 mn. Dans ces conditions, le nombre net de désintégrations comptées pendant 10 mn est proportionnel à l'intensité du rayonnement γ responsable de la réaction



Les résultats obtenus sont représentés par la courbe B de la figure 4.

Dans ce cas, comme dans le précédent, la principale source d'imprécision résulte des chutes brusques de tension produites par des décharges. Toutefois, ces périodes pendant lesquelles la tension est abaissée sont très brèves (de l'ordre d'une seconde au maximum), même si elles se produisent à une cadence moyenne d'une à la minute, leur influence est peu sensible sur une irradiation de 10 mn.

Les courbes A et B de la figure 4 traduisent la différence du coefficient d'efficacité des deux détecteurs. Elles présentent toutes deux une inflexion pour une valeur lue de la tension voisine de 400 keV, à cette tension il convient d'ajouter la tension d'accélération des ions dans la source. La tension appliquée aux électrodes de la source étant 50 keV, il en résulte que la résonance observée est comprise entre 400 et 450 keV, la valeur précise de cette résonance, mesurée à l'aide de cibles minces et d'accélérateurs donnant une bande étroite d'énergie du faisceau est 440 keV [5]. Étant donné la grande largeur énergétique du faisceau de protons fourni par l'accélérateur (50 keV dus à la source + 50 keV résultant des fluctuations de tension accélératrice, soit une demi-largeur de 100 keV environ), on peut donc considérer que les mesures sont en bon accord avec la valeur précise de la résonance.

Le faible pouvoir de résolution de l'accélérateur excluait la possibilité de faire des mesures avec une

⁽²⁾ R. CHASTEL, *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, **22**, 42.

cible mince. D'autre part, l'accélérateur étant destiné à fournir une intensité du rayonnement γ du lithium aussi forte que possible, nous avons intérêt à utiliser pour les expériences ultérieures une cible épaisse. Les irradiations des émulsions photographiques ont été faites à des tensions voisines de 500 keV, car en montant la tension au delà, le fonctionnement du tube devenait instable.

b. DISTRIBUTION ANGULAIRE DE L'INTENSITÉ γ . —

Une étude de la distribution angulaire du rayonnement a été faite en utilisant un porte-cible destiné à l'irradiation des émulsions. Les expériences décrites dans ce paragraphe ont été faites avec le concours de M. Théréne, ingénieur au Commissariat à l'Énergie atomique, auquel nous tenons à exprimer ici nos vifs remerciements pour son aimable collaboration.

Pour cette étude, nous avons, comme dans le paragraphe précédent, utilisé des détecteurs en cuivre, mais nous avons adopté des détecteurs de dimensions plus faibles pour avoir une définition convenable de l'angle d'émission des rayons γ . Toutefois, cette réduction des dimensions était limitée par la nécessité d'obtenir des activités d'intensité suffisante. Pratiquement, nous avons utilisé des plaquettes de cuivre de 2×3 cm et 2,5 mm d'épaisseur. Les détecteurs comportaient sur leur tranche deux saignées à mi-épaisseur de 1 mm de profondeur, ce qui permettait de les glisser sur des supports minces élastiques en bronze à une position bien définie. Nous disposions de trois supports identiques : un, disposé sur le système de comptage, et deux autres fixés à l'aide de fourches de duralumin à deux tiges rectilignes mobiles pour l'analyse angulaire. Pour l'irradiation, le détecteur était placé à une distance d de la cible et la direction définie par le centre d'impact des protons et le centre du détecteur faisant un angle θ avec la direction moyenne des protons. On pouvait faire varier la distance d en faisant glisser la tige du porte-détecteur dans son support, la tige était maintenue à la position choisie à l'aide d'une vis de blocage. On pouvait, d'autre part, faire varier l'angle θ , car le support de tige porte-détecteur était constitué par un petit chariot à galets se déplaçant sur un limbe gradué. Le limbe pouvait porter deux chariots identiques. Il était fixé sur le tube accélérateur de telle façon que :

- 1° son plan soit parallèle à l'axe du faisceau de protons;
- 2° le cercle gradué soit centré sur le milieu de la source de rayons γ .

Le montage et le centrage du limbe gradué étaient facilités par l'utilisation des tiges porte-détecteur, leur extrémité en forme de pointe conique pouvant être amenée en contact avec le centre de la source de rayonnement. Dans ces conditions, l'angle θ

pouvait être défini avec une incertitude inférieure à 1° .

La distance d était déterminée en mesurant à la jauge de profondeur à 0,1 mm près, la longueur de

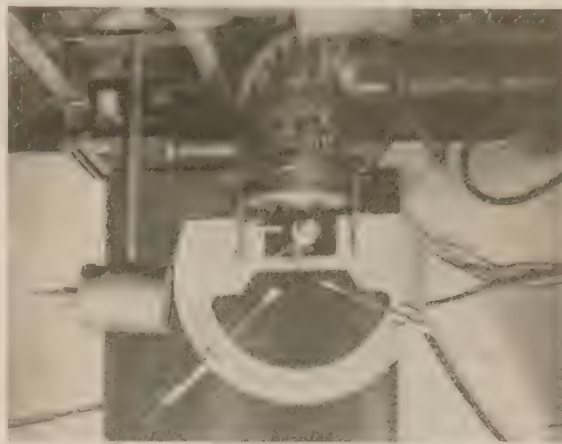


Fig. 5.

tige porte-détecteur dépassant de son chariot support.

L'ensemble du dispositif d'irradiation des détecteurs est visible sur la photographie figure 5.

Les mesures d'activité des détecteurs étaient faites à l'aide de deux compteurs Geiger-Müller cylindriques à parois de 0,1 mm du type « Collège de France » montés en parallèle. Le support des compteurs était prévu pour permettre l'introduction du détecteur à mesurer à l'aide de ses glissières entre les deux compteurs à une position bien déterminée (fig. 6). Le comptage des impulsions était fait avec



Fig. 6.

une échelle de 100 du Commissariat à l'Énergie atomique, la figure 7 est une photographie du dispositif. L'utilisation de deux compteurs en parallèle a nécessité le choix de deux compteurs présentant des paliers de fonctionnement pour des tensions voisines.

Les mesures étaient effectuées de la façon suivante : deux détecteurs étaient irradiés en même temps, pendant 10 mn un des détecteurs était utilisé

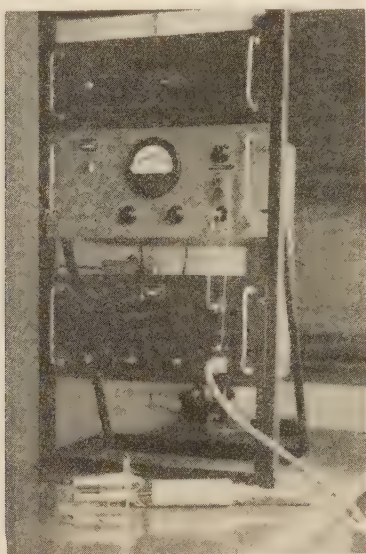


Fig. 7.

comme moniteur, et laissé à une position fixe pendant les mesures, car à l'époque où ces mesures ont été faites nous ne disposions pas encore de la chambre d'ionisation. On faisait des mesures « croisées » des activités du moniteur et du détecteur à des instants notés après la fin d'irradiation, les courbes du logarithme des activités en fonction du temps étaient tracées en utilisant comme valeur de la période 10,5 mn. L'activité à l'instant zéro était déterminée pour le moniteur et pour le détecteur en traçant les droites de décroissance. Pour une distance du détecteur à la source $d = 5$ cm, les activités au temps zéro variaient d'une irradiation à l'autre, autour de 160 coups/mn, donc en plaçant le moniteur à une distance analogue, l'erreur introduite par la mesure du moniteur était du même ordre de grandeur de celle introduite par la mesure du détecteur, nous avons cherché à améliorer la précision en accroissant l'activité du moniteur, nous l'avons placé contre la paroi latérale du porte-cible où il était maintenu à une position bien déterminée par une bague en cuivre échancrée : dans ces conditions, les activités initiales étaient de l'ordre de 2 000 coups/mn. Les résultats des mesures sont condensés dans le tableau suivant. Le graphique (fig. 8) donne la distribution angulaire du rayonnement dans les conditions expérimentales utilisées, c'est-à-dire pour une tension d'accélération des protons de 500 keV, une cible épaisse, et un support de cible destiné à l'irradiation d'émulsions photographiques. Dans la limite des erreurs expérimen-

tales, la distribution peut être considérée comme isotrope. La précision est de 10 pour 100 environ.

TABLEAU.

Angle (°).	Activité		Activité pour 2 000 coups/mn du moniteur.
	moniteur.	détecteur.	
0.....	2 380 $\pm$ 100	175 $\pm$ 10	147 $\pm$ 15
20 gauche.....	1 998 $\pm$ 100	148 $\pm$ 10	148 $\pm$ 15
40 »	2 600 $\pm$ 100	194 $\pm$ 10	148 $\pm$ 15
60 »	2 600 $\pm$ 100	180 $\pm$ 10	138 $\pm$ 15
90 »	2 100 $\pm$ 100	166 $\pm$ 10	158 $\pm$ 15
20 droite.....	1 900 $\pm$ 100	149 $\pm$ 10	157 $\pm$ 15
40 »	2 550 $\pm$ 100	187 $\pm$ 10	146 $\pm$ 15
60 »	2 100 $\pm$ 100	146 $\pm$ 10	139 $\pm$ 15
80 »	2 300 $\pm$ 100	172 $\pm$ 10	149 $\pm$ 15
90 »	2 250 $\pm$ 100	155 $\pm$ 10	138 $\pm$ 15

En 1941, Ageno, Amaldi, Bocciarelli, Trabacchi [10] ont publié une étude sur la distribution angulaire des rayonnements de la réaction ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$; ils ont trouvé l'isotropie pour la résonance de 440 keV. Indépendamment de nos mesures, des expériences ayant pour objet l'analyse précise de cette distribution angulaire ont été faites par différents auteurs : Devons et Hine [11] ont utilisé comme détecteur des compteurs en coïncidence; Nabholz, Stoll et Wäfler [12], [13] ont utilisé la réaction $\text{C}_6^{12}(\gamma, 3\alpha)$ dans les émulsions photographiques et enfin Stearns et Mc Daniel [14] ont procédé à l'analyse à l'aide de leur spectromètre magnétique de paires.

Nabholz, Stoll et Wäfler ont annoncé dans leur première publication une variation angulaire de l'intensité relative des deux raies 14,8 et 17,6 MeV à la résonance; dans leur deuxième publication, ils

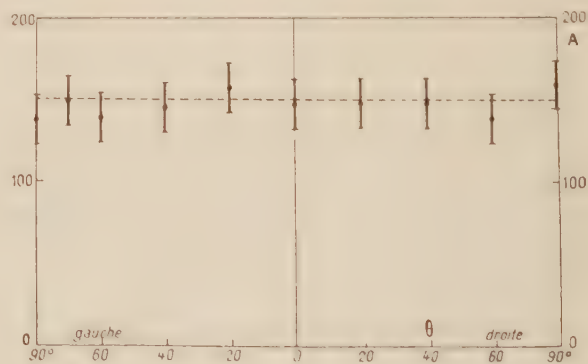


Fig. 8.

ont rectifié leurs résultats. Les résultats expérimentaux de Devons et Hine indiquent une anisotropie faible de 5 pour 100 à 440 keV. Cette légère anisotropie résultant de la superposition de la radiation non résonante.

Devons et Hine dans une deuxième publication [15], Devons et Lindsey [16] et Stearns et Mc Daniel (déjà cités) ont examiné les conséquences théoriques des résultats expérimentaux, celles-ci peuvent être résumées de la façon suivante :

1° Le niveau de résonance est formé de façon prédominante par les protons $l = 0$, ${}^7\text{Li}$ étant impair ainsi que ${}^1\text{H}$, il en résulte que le niveau de ${}^8\text{Be}$ de 17,6 MeV est impair, il y a donc interdiction stricte de l'émission de deux particules α , puisque cette émission ne peut résulter que d'un niveau pair, ceci est également en accord avec le fait que la largeur du niveau est relativement faible. En outre, la réaction ${}^7\text{Li}(p, 2\alpha)$ ne présente aucune résonance pour des protons de 440 keV. D'autre part, les auteurs s'accordent pour attribuer à ce niveau le moment angulaire total $J = 1$.

2° L'anisotropie observée en dehors de la résonance est le résultat de l'interférence du niveau précédent avec un ou plusieurs autres niveaux larges responsables de la réaction ${}^7\text{Li}(p, 2\alpha)$, ce ou ces niveaux sont donc pairs. En considérant qu'un seul autre niveau interfère, Devons et Hine attribuent à celui-ci la valeur $J = 2$. Ils donnent au niveau fondamental pair la valeur du moment angulaire total $J = 0$. Il en résulte que la transition γ de 17,6 MeV est dipolaire électrique.

Stearns et Mc Daniel attribuent au niveau fondamental (pair) de ${}^8\text{Be}$ la valeur $J = 2$, la transition précédente est également dipolaire électrique. En outre, ils attribuent au niveau excité large pair de ${}^8\text{Be}$ situé à 3 MeV la valeur $J = 0$.

En ce qui concerne nos résultats expérimentaux, ils sont en bon accord avec les résultats des autres auteurs où des moyens visant à l'obtention d'une grande précision telle que l'utilisation d'un spectromètre β double [14] ont été mis en œuvre.

Utilisant des cibles minces et une résolution en énergie de 0,3 pour 100, Devons et Hine ont étudié la variation de la distribution angulaire en fonction de l'énergie. Ils ont trouvé que l'asymétrie varie en fonction de l'énergie E_p des protons, qu'elle s'annule pour une valeur de l'énergie E_p voisine de celle de la résonance [à la résonance la distribution angulaire est représentée par $I(\theta) = 1 + 0,05 \cos \theta$], l'asymétrie change alors de signe. Ce fait explique nos résultats expérimentaux; nous avons, en effet, utilisé une cible épaisse avec une énergie maximum de protons de 550 keV, les protons produisant la réaction ont donc toutes les énergies entre 0 et 550 keV, les énergies efficaces encadrent donc toute la résonance et, par conséquent, les anisotropies étant de signe contraire de part et d'autre du maximum de la résonance, se compensent plus ou moins; de toute façon, le résidu est faible.

C. SPECTRE ÉNERGÉTIQUE. — Le spectre énergétique du rayonnement γ émis, a été étudié à l'aide

de la réaction ${}^{12}_6\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ qui sera examinée en détail en [II]. Nous nous bornerons à donner ici l'histogramme de cette distribution (fig. 9), les raies de 17,6 et 14,8 MeV sont séparées. Mais nous devons remarquer que la largeur de la raie 17,6 MeV est d'origine expérimentale. Les maxima sont en bon accord avec les valeurs données par Walker et Mc Daniel [9].

L'existence d'une raie faible d'énergie inférieure à celle de 14,8 MeV annoncée par Nabholz, Stoll et Wäfler [13] est discutable, car Walker et Walker et Mc Daniel ont exploré avec beaucoup

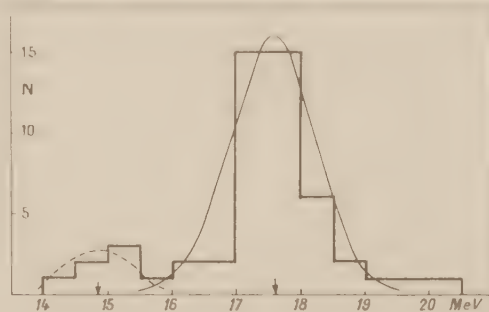


Fig. 9.

de précision le spectre entre 3 et 19 MeV et n'ont rien signalé.

4. Effet des neutrons résiduels. — Bien qu'utilisant une énergie des protons bien inférieure au seuil situé à 1,88 MeV de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^6\text{Li}$, on constate la présence de neutrons résiduels dans le rayonnement γ émis par le tube. Ces neutrons sont, dans beaucoup de cas, à l'origine de diverses réactions parasites des réactions photonucléaires étudiées [17]. Ils produisent sur certains isotopes des réactions (n, γ) fournissant la même période que des réactions (γ, n) détectées sur d'autres isotopes par l'activité du noyau résiduel. Ils peuvent également provoquer des réactions (n, p) et introduire une correction pour l'étude des réactions (γ, p) dans les émulsions nucléaires, par exemple.

Ces neutrons ont diverses origines, ils résultent principalement des réactions (d, n) provoquées par la faible proportion de deutérium de l'hydrogène alimentant la source d'ions de l'accélérateur. Pour réduire cette production de neutrons, nous avons utilisé pour la préparation électrolytique du gaz de la source, une eau purifiée de son eau lourde à Rjukan (Norvège) par la Norsk Hydro-Elektrisk Kveilstofaktieskab (dont la concentration indiquée en deutérium par rapport à l'hydrogène ordinaire est comprise entre 1/100 000^e et 1/200 000^e). La concentration habituelle de deutérium dans l'eau ordinaire est 1/5 000^e. L'appauvrissement en deutérium est donc compris entre 20 et 40. Un échantillon

de cette eau destinée à fabriquer le gaz isotopiquement appauvri en ^1H communément appelé « protonium » a été analysé au spectromètre de masse par le service de M. Roth avec la collaboration de M. Chenouard au Commissariat à l'Énergie atomique, et a indiqué un appauvrissement de 4 environ. Cette discordance entre la concentration indiquée par le fabricant et par l'analyse de masse est importante, elle peut néanmoins être comprise étant donné la grande difficulté des analyses de mélange à faible proportion en ^1H .

Pour nous rendre compte de l'importance de ces neutrons résiduels, nous avons utilisé deux méthodes :

1° Ces neutrons étaient détectés à l'état de neutrons lents en irradiant 15 mn dans une masse de paraffine un détecteur de vanadium, l'activité de période 3,74 mn de ^{23}V était mesurée au compteur. Le tube fonctionnant en « protonium » à 500 keV avec une intensité de $230 \pm 20 \mu\text{A}$, on obtenait une activité rapportée à la fin d'irradiation de 9 ± 3 coups/mn.

Le même détecteur irradié, toutes choses égales d'ailleurs, en remplaçant la source γ par une source Ra + Be de 500 mC donnait une activité de 250 ± 22 coups/mn.

Ces mesures donnent donc une intensité neutro-nique du tube γ équivalente à 18 ± 8 mC de (Ra + Be).

La valeur actuellement admise du nombre de neutrons émis par 1 mC de (Ra + Be) est de l'ordre de 10^4 neutrons/s.

Le nombre de neutrons émis dans l'angle solide 4π par le tube dans les conditions de fonctionnement précisées ci-dessus, était donc de $(18 \pm 8) \cdot 10^4$ neutrons/s.

2° Pour nous rendre compte de l'effet de ces neutrons par rapport à l'effet (γ, n) dans le cas de ^{27}Al par exemple, nous avons irradié simultanément dans des conditions identiques (sur un support tournant) deux échantillons de mêmes dimensions, l'un en cuivre et l'autre en aluminium, dans un cas aux neutrons produits par des deutons de 500 keV sur cible de lithium, et dans l'autre cas aux rayons du tube fonctionnant également à 500 keV et cible de lithium. Sous l'action des neutrons rapides, l'aluminium donne la réaction $^{27}_{13}\text{Al} (^0_1\text{n}, ^1_1\text{H}) ^{27}_{12}\text{Mg}$ de période 10,2 mn, cette période de 10,2 mn voisine de celle du $^{62}_{28}\text{Cu}$ (10,5 mn) peut être séparée de la période résultant de la photo-désintégration $^{27}_{13}\text{Al} (\gamma, n) ^{26}_{13}\text{Al}$ de 13 s. L'aluminium constitue donc un détecteur uniquement sensible aux neutrons rapides.

Dans ces conditions, les activités obtenues, ramenées à la fin d'irradiation (temps d'irradiation 10 mn) sont :

a. Neutrons :

Aluminium :

$$I_{\text{Al}} = 15\,100 \pm 180 \text{ coups/mn};$$

Cuivre :

$$I_{\text{nCu}} = 12\,700 \pm 160 \text{ coups/mn}.$$

b. Rayonnement γ + neutrons parasites (protonium) :

Aluminium :

$$I_{\gamma\text{Al}} = 21 \pm 5 \text{ coups/mn};$$

Cuivre :

$$I_{\gamma\text{Cu}} = 2\,900 \pm 80 \text{ coups/mn}.$$

On a donc obtenu pour l'activité I_{nCu} du cuivre résultant de l'effet des neutrons

$$I'_{\text{nCu}} = I_{\gamma\text{Al}} \frac{I_{\text{nCu}}}{I_{\text{nAl}}} \approx 18 \pm 5 \text{ coups/mn}.$$

Le rapport de l'activité résultant des neutrons résiduels à celle résultant des rayons γ est de l'ordre de $\frac{18}{2\,900}$, soit 0,6 pour 100.

Pour nous rendre compte de l'effet du « protonium », nous avons fait une irradiation des deux détecteurs cuivre et aluminium en faisant fonctionner le tube γ avec de l'hydrogène ordinaire à la même tension et la même intensité du faisceau. Nous avons obtenu les résultats suivants :

$$I_{\text{Al}} = 44 \pm 5 \text{ coups/mn}.$$

$$I_{\text{Cu}} = 2\,950 \pm 80 \text{ coups/mn}.$$

On peut donc conclure que l'effet des neutrons résiduels est réduit sensiblement de moitié lorsque l'on utilise du « protonium » au lieu de l'hydrogène ordinaire.

B. — Dispositifs d'irradiation.

Les premiers essais d'irradiation d'émulsions nucléaires aux rayons γ du lithium, ont montré que l'intensité du rayonnement de grande énergie était faible. Nous avons donc été conduit à disposer les plaques aussi près que possible de la cible. D'autre part, le tube émet des rayons X mous qui interviennent pour une part importante dans le voile des émulsions, cette question de discrimination des trajectoires de particules nucléaires par rapport au voile sera examinée plus en détail dans la section suivante.

Il suffit de dire ici que nous avons été conduit à filtrer le rayonnement émis par l'accélérateur, le choix du filtre est limité par la nécessité d'utiliser des épaisseurs relativement faibles pour ne pas réduire dans des proportions prohibitives l'angle solide. Pratiquement nous avons adopté une épaisseur de 10 mm de plomb. Les plaques nucléaires étaient irradiées dans une boîte à irradiation, et, pour éviter l'effet possible d'une dissymétrie accidentelle du faisceau par rapport à l'axe de l'accé-

lérateur de protons, la boîte était montée sur un axe vertical entraîné par un moteur électrique par l'intermédiaire d'un réducteur de vitesse (la vitesse de rotation de la boîte à irradiation était de quelques tours par minute). Celle-ci est montrée avec son



Fig. 10.



Fig. 11.

couvercle partiellement retiré sur la photo de la figure 10. La figure 11 montre le dispositif d'irradiation dans la position qu'il occupe sous l'accélérateur.

Avec ce dispositif, les plaques étaient irradiées en position horizontale, le rayonnement ayant une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau de protons. Le centrage de la boîte à irradiation

était facilité par un cercle gravé sur son couvercle ayant un diamètre égal à celui du porte-cible. La boîte à irradiation et son moteur montés sur un support à crémaillère étaient amenés en contact avec le porte-cible, puis après centrage, étaient descendus de 1 mm pour ne pas gêner la rotation. Les irradiations étaient effectuées en plusieurs fois et le renouvellement des cibles pouvait être fait par vaporisation sans avoir à toucher au dispositif d'irradiation.

C. — Choix et développement des émulsions.

Pour diminuer au maximum l'influence du voile, en plus de la filtration par le plomb, nous avons essayé par des procédés photographiques de diminuer la sensibilité au voile, c'est-à-dire aux électrons secondaires [18].

Pour cela, nous avons essayé différents types d'émulsions nucléaires; nous avons irradié des fragments de plaques Ilford C 2, B 2, E 1. Les plaques E 1 habituellement utilisées pour les études de fissions nous ont donné la meilleure discrimination.

Pour améliorer la discrimination, nous avons également utilisé la méthode des sous-développements qui nous avait donné de bons résultats pour l'étude des phénomènes de tripartition de l'uranium [19]. Nous avons effectué des développements à l'aide du révélateur ID 19 à des dilutions croissantes. Ces résultats confirment ceux de Hänni et Gailloud [20].

Pratiquement, nous avons obtenu des plaques permettant une observation convenable des protons de 9 à 12 MeV avec des temps d'irradiation allant jusqu'à 12 h.

Enfin, pour diminuer la perte des trajectoires longues dans le verre et pour accroître le nombre de phénomènes observés par unité de surface, nous avons été conduit à utiliser des émulsions épaisses de 300 ou 400 μ . Dans ce cas, l'uniformité du développement en profondeur nécessitait des précautions spéciales, nous avons adopté le développement dit « en température » de Dilworth, Occhialini et Payne [21]. Il consiste à faire pénétrer le révélateur à basse température (4° C glace fondante); pendant cette phase de pénétration, il n'y a pratiquement pas de développement, puis on élève la température à 20°, le révélateur développe et ne pénètre plus.

D. — Étude des plaques au microscope.

Les plaques photographiques ont été dépouillées avec un microscope binoculaire Nachet type H. Pour la mesure des trajectoires, nous avons utilisé un objectif achromat $\times 100$ à immersion homo-

gène, il présente une courbure de champ inférieure à celle de la plupart des objectifs apochromatiques, ce qui a une grande importance pour les mesures axiales (détermination de la projection verticale des traces de particules). Un verre bleu a été introduit dans le système d'éclairage pour filtrer la lumière et réduire les aberrations chromatiques.

La recherche des phénomènes nucléaires a été faite en employant l'objectif fluorite Cook, Troughton et Simms $\times 45$ possédant une grande distance frontale (1,5 mm). Cet objectif à immersion construit spécialement à la demande du Professeur Occhialini permet l'observation d'émulsion très épaisses, il possède un bon pouvoir de résolution et un grand champ (240μ en association avec un oculaire $\times 9$).

Le réglage de la rallonge binoculaire Nachet

suivant l'écartement des yeux modifie un peu la distance optique objectif-oculaire, ce qui change légèrement le grandissement. Pour les mesures de longueurs de trajectoires au micromètre oculaire, nous avons établi une courbe d'étalonnage du micromètre oculaire en fonction de l'écartement des yeux.

Les mesures verticales ont été faites à l'aide du tambour de la vis micrométrique du mouvement lent de mise au point. L'étude de la vis micrométrique avait au préalable été faite suivant la méthode décrite par Vigneron [22].

La précision des mesures sera discutée en liaison avec l'étude des réactions photonucléaires.

Manuscrit reçu le 4 juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

Dispositifs expérimentaux et mesures préliminaires.

- [1] OLIPHANT et RUTHERFORD. — *Proc. Roy. Soc.*, 1953, **141**, 259.
- [2] CRAGGS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1942, **54**, 245.
- [3] SOMMERIA. — *J. Rech. C. N. R. S.*, 1948, **7**.
- [4] SOMMERIA. — *J. Rech. C. N. R. S.*
- [5] FOWLER et LAURITSEN. — *Rev. Mod. Physics*, 1948, **20**, 238.
- [6] HORNYAK, LAURITSEN, MORRISON et FOWLER. — *Rev. Mod. Physics*, 1950, **22**, 291.
- [7] FOWLER et LAURITSEN. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 314.
- [8] BONNER et EVANS. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 666.
- [9] WALKER et MC DANIEL. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 315.
- [10] AGENO, AMALDI, BOCCIARELLI et TRABACCHI. — *Ricerca Sc.*, 1941, **19**, 139.
- [11] DEVONS et HINE. — *Proc. Roy. Soc.*, 1949, A **199**, 56.
- [12] NABHOLZ, STOLL et WÄFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 858.
- [13] NABHOLZ, STOLL et WÄFFLER. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 963.
- [14] STEARNS et MC DANIEL. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 450.
- [15] DEVONS et HINE. — *Proc. Roy. Soc.*, 1949, A **199**, 73.
- [16] DEVONS et LINDSEY. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 1202.
- [17] HUBER, LIENHARD, SCHERRER et WÄFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1943, **16**, 33.
- [17b] HIRZEL et WÄFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 373.
- [18] CHASTEL. — Comm. Coll. Photographie, Paris septembre 1951. *Sc. Ind. Phot.*, 1953, **23** A, 371.
- [19] TSIEN, HO, CHASTEL et VIGNERON. — *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 165.
- [20] HANNI et GAILLOUD. — Comm. Coll. Photographie, Paris, septembre 1951. Publié par *Revue d'Optique*, Paris, 1953.
- [21] DILWORTH, OCCHIALINI et PAYNE. — *Nature*, 1948, **161**, 102.
- [22] VIGNERON. — *Microscopie*, 1950, **2**, 26.

CHAPITRE III.

ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS A L'AIDE DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES : PHOTODÉSINTÉGRATION DU CARBONE EN TROIS PARTICULES α . II

Par RAYMOND CHASTEL,

Laboratoire de Chimie Nucléaire, Collège de France.

Sommaire. — L'étude de la réaction $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ est précédée d'une analyse des facteurs correctifs intervenant dans la détermination de la dose de rayonnement reçue en chaque point de la plaque (correction sur l'angle solide d'irradiation, correction sur la variation de la transmission de l'écran de filtration utilisé). La reconstitution des phénomènes nucléaires tels qu'ils sont produits dans l'émulsion vierge et la précision des mesures au microscope sont discutées. La discrimination des étoiles de photodésintégration de celles de la réaction $^{12}\text{C}(n, n') 3\alpha$ produites par les neutrons parasites est décrite.

Une discussion détaillée des différentes hypothèses relatives au mécanisme de la réaction est donnée. Outre le passage par l'intermédiaire d'un noyau ^7Be , dans son état fondamental ou dans un état excité, le mécanisme de tripartition du noyau ^{12}C excité par les radiations de 14,8 et 17,6 MeV est examiné.

L'utilisation de la valeur de la section efficace de cette réaction a permis de déterminer les doses de radiations reçues par les émulsions irradiées et ensuite de remonter à l'intensité du rayonnement γ émis par la cible.

TROISIÈME PARTIE.

Les étoiles de photodésintégration du carbone ^{12}C en trois particules α ont été observées dans des plaques irradiées pour étudier en même temps les photoprotons du cuivre. Le développement de la section suivante s'applique donc également à l'étude des photoprotons du cuivre traité dans l'article III.

A. GÉOMÉTRIE DES IRRADIATIONS.

Les plaques utilisées étaient des plaques Ilford d'un format sensiblement égal à celui des lames standard de microscope; elles étaient disposées perpendiculairement à l'axe du tube accélérateur de protons, cet axe venant percer le plan de l'émulsion au milieu de la longueur des plaques, il en résultait donc que les phénomènes produits dans l'émulsion avaient une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du tube. La certitude de cette symétrie cylindrique était en outre accrue par la rotation des plaques autour de cet axe au cours des irradiations. La méthode la plus logique de dépouillement microscopique des plaques aurait donc consisté à balayer la surface examinée suivant des arcs de cercle axés suivant la trace de l'axe de symétrie, cela aurait nécessité une platine de microscope possédant un mouvement de rotation autour d'un point réglable.

Le problème de la réalisation mécanique de platines de microscopes bien adaptées à l'étude des émulsions nucléaires n'est pas résolu de façon

satisfaisante par les constructeurs de microscopes, Cosyns [1] vient seulement de publier récemment l'étude d'une platine de précision adaptée aux mesures angulaires, son microscope constitue un perfectionnement très important dans cette voie. Nous avons donc effectué le dépouillement des plaques en utilisant une platine classique à deux déplacements rectangulaires : déplacement en x suivant la grande dimension de la plaque et déplacement en y , suivant la largeur.

Ces circonstances ont légèrement compliqué les déterminations des angles solides et des facteurs d'absorption correspondant à chaque bande microscopique examinée.

1. Détermination des angles solides. — La figure 12, représente une coupe méridienne du porte-cible et de la disposition des plaques irradiées. Le

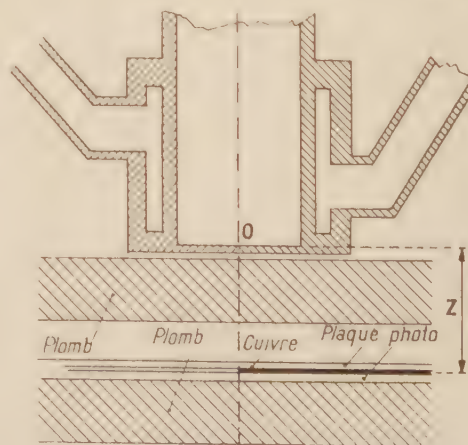


Fig. 12.

(1) Cet article est le second d'une série de trois articles que nous désignerons dans le texte suivant par [I], [II], [III].

faisceau de protons fournissait sur la cible de lithium une tache de 1 cm de diamètre environ; en toute rigueur, la source γ ne peut pas être considérée comme ponctuelle, cependant nous avons vérifié par activation de détecteur de cuivre que l'intensité du rayonnement obéissait à la loi de l'inverse du carré de la distance à partir d'une distance de 15 mm; or ici la distance minima de la source à l'émulsion est $z = 21$ mm, nous considérerons donc par la suite la source comme assimilée à un point 0, trace de l'axe du tube sur le plan du porte-cible.

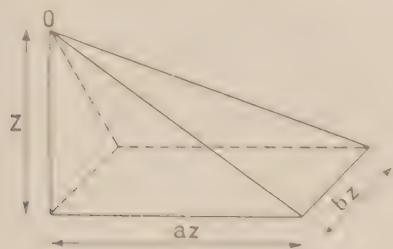


Fig. 13.

Un rectangle de plaque irradié dans ces conditions est vu de la source sous un angle solide Ω tétraédrique (fig. 13), les valeurs de Ω en fonction des dimensions $x = az$ et $y = bz$ du rectangle sont données par :

$$\Omega = \arctg \frac{ab}{z^2 + \sqrt{a^2z^2 + b^2z^2 + z^4}}.$$

Les valeurs de Ω pour les différentes valeurs de a et b sont données dans les *Tables numériques universelles* de M. Boll [3]. Nous avons ici

$$\frac{25,2}{21} = 1,2 \quad \text{et} \quad \alpha_{\max} = \frac{38}{21} = 1,81.$$

Nous avons porté dans le tableau suivant les valeurs de Ω pour $b = 1,2$ et des valeurs croissantes

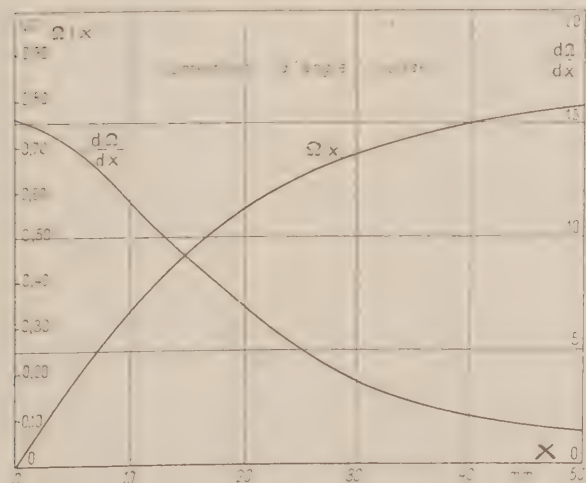


Fig. 14.

de a . La courbe de variation de Ω en fonction de $x = az$ est tracée sur la figure 14.

L'angle solide élémentaire $\Delta\Omega$ correspondant à une bande microscopique de largeur $\Delta x =$ longueur du micromètre oculaire et de longueur égale à by avec $b = 1,2$ située à une distance x du plan de symétrie de la plaque est proportionnel à la dérivée $\frac{d\Omega(x)}{dx}$, nous avons porté dans le tableau les valeurs de cette dérivée lues sur la courbe. La courbe représentative de cette dérivée est tracée sur la figure 14. L'angle solide $\Delta\Omega(x)$ correspondant à une bande microscopique située à x mm du plan de symétrie est donc :

$$\Delta\Omega(x) = \Delta\Omega(0) \frac{\frac{d\Omega(x)}{dx}}{\frac{d\Omega(0)}{dx}},$$

les valeurs $\frac{d\Omega(x)}{dx}$ et $\frac{d\Omega(0)}{dx}$ étant lues sur les courbes.

a	$x = az$ (mm)	$\Omega(x)$	x (mm)	$\frac{d\Omega}{dx}$	x	$\frac{d\Omega}{dx}$
0,1.....	2,1	0,0765	0.....	15,4	24	4,6
0,2.....	4,2	0,1512	2.....	14,4	28	4,1
0,4.....	8,4	0,2893	4.....	13,6	32	3,2
0,6.....	12,6	0,4063	6.....	13,5	36	2,6
0,8.....	16,8	0,5005	8.....	12,8	40	2,1
1,0.....	21,0	0,5643	10.....	11,8	44	1,9
1,2.....	25,2	0,6313	12.....	10,3	50	1,5
1,4.....	29,4	0,6753	14.....	9,8	—	—
1,7.....	35,7	0,7237	16.....	8,8	—	—
2,0.....	42,0	0,7575	18.....	7,6	—	—
2,5.....	52,5	0,7942	20.....	6,9	—	—

2. Facteur d'absorption correspondant à une bande de balayage microscopique. — L'effet d'absorption du rayonnement γ dans l'écran de plomb pour une zone d'observation microscopique

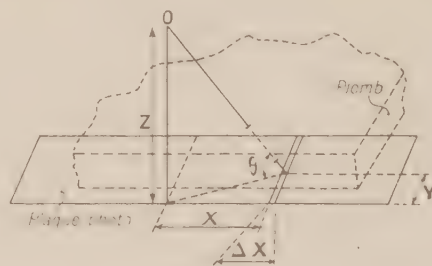


Fig. 15.

dans la plaque, de coordonnées (x, y) , varie en fonction de x et y (fig. 15).

Le coefficient massique d'absorption des rayons γ de 17 MeV a été mesuré par Mc Daniel, Von Dardel, Walker [2] : la valeur moyenne de leurs résultats est $\mu = 0,0635 \text{ cm}^2/\text{g}$.

L'absorption pour une traversée de 10 mm de plomb (densité = 11,34) est :

$$I = I_0 e^{-0,72}, \quad \text{soit} \quad \frac{I_0}{I} = 0,49.$$

L'absorption pour un pinceau faisant un angle θ avec l'axe de symétrie est :

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{\cos \theta}},$$

$$u = \operatorname{tg} \theta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z}, \quad I = I_0 e^{-0,72 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta}},$$

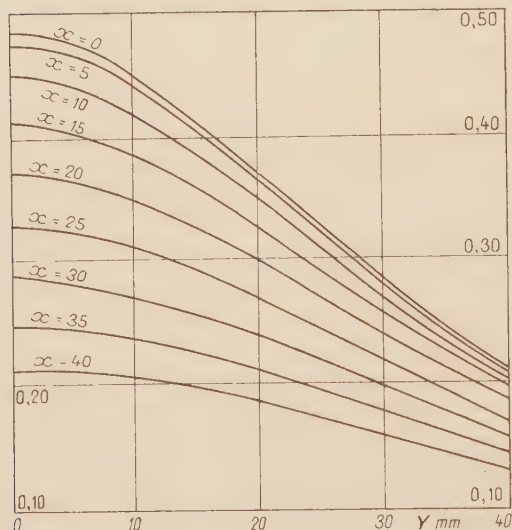


Fig. 16.

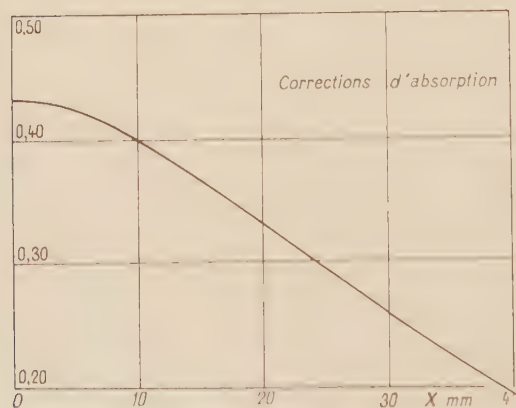


Fig. 17.

m étant la masse superficielle de plomb, en grammes par centimètre carré.

Nous avons calculé l'absorption $\frac{I}{I_0}$ en fonction de y pour différentes valeurs de x , nous avons obtenu le réseau de courbes de la figure 16.

La valeur moyenne de l'absorption pour une bande x est

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{moy}} = \frac{1}{Y_1} \int_{-Y_1}^{Y_1} e^{(-0,72 \sqrt{1+u^2})} du.$$

Pour chacune des valeurs de x (considéré comme paramètre) l'intégrale a été déterminée par intégration graphique en pesant les courbes tracées sur papier millimétré découpées entre les abscisses $x = 0$ et $x = 25,2$ mm. La courbe ainsi obtenue est tracée figure 17.

Les calculs numériques des courbes de la figure 16 ont été facilités en utilisant les tableaux de valeurs numériques des fonctions [3] :

$$\sqrt{x^2 + 1}, \quad \sqrt{1 + u^2}, \quad e^u, \quad e^{-u}.$$

B. Mesure des « étoiles de carbone ».

La recherche des étoiles a été faite au début avec un objectif Nachet $\times 100$, puis avec l'objectif Cook $\times 45$, mais, dans tous les cas, les mesures ont été faites avec l'objectif $\times 100$ et une paire d'oculaires $\times 9$ dont l'un comportait un micromètre oculaire. Les recherches des phénomènes ont été faites par différents observateurs et dans certains cas la même surface d'émulsion a été dépouillée par deux observateurs différents. Toutes les mesures ont été faites par le même expérimentateur ayant déjà un certain entraînement pour les mesures au microscope. La technique de mesure a été brièvement décrite [4].

Les buts poursuivis par cette étude comportant non seulement la mesure, mais encore le dénombrement des phénomènes observés, toutes les étoiles, quelle que soit leur orientation dans l'émulsion, devaient être mesurées; d'autre part, la rareté du phénomène excluait la possibilité de retenir seules les étoiles situées sensiblement dans le plan frontal du microscope. La mesure des trajectoires de particules α devait donc être suivie d'une reconstitution aussi précise que possible du phénomène tel qu'il a été produit dans l'émulsion vierge.

1. Mesures horizontales. — La projection horizontale des trajectoires α était mesurée au micromètre oculaire, avec un écartement d'yeux constant du binoculaire, dans ces conditions une division du micromètre oculaire correspondait à $0,985 \mu$, l'étalement ayant été fait à l'aide d'un micromètre objectif gravé Zeiss (1 mm divisé en 100). On peut estimer que l'erreur moyenne sur la mesure des longueurs des projections horizontales est de $0,5 \mu$ (écart absolu moyen).

2. Mesures axiales. — Les mesures des projections verticales des traces étaient faites à l'aide du tambour gradué du déplacement lent du microscope en prenant les précautions citées par Vigneron [5].

La courbe d'étalement de la vis micrométrique avait été établie; cette courbe comportant un minimum, nous nous sommes placé, pour faire ces mesures, au voisinage du minimum, c'est-à-dire à

un endroit où l'étalonnage varie peu. Enfin la vis présente une variation périodique, la période étant d'un tour, pour éliminer cette influence sur les mesures, nous avons pris la moyenne de dix mesures faites en différents points d'un même tour de la vis. Une division du tambour correspond à $1,40 \mu$. Dans les conditions précisées ci-dessus, la précision est telle que l'écart quadratique moyen est de $0,35 \mu$ pour l'ensemble des deux mesures nécessaires pour pointer les deux extrémités d'une trace. L'axe des z avait été orienté de la surface de l'émulsion vers la profondeur pour ces mesures.

3. Mesures angulaires. — Les angles entre les projections horizontales des traces ont été déterminés grâce à un index solidaire de l'oculaire muni du micromètre se déplaçant devant un cercle gradué en degrés, l'écart moyen est de l'ordre de 1° .

4. Reconstitution des phénomènes dans l'émulsion vierge. — Les émulsions développées subissent un affaissement par rapport à l'émulsion vierge, cet affaissement résulte du départ du plastifiant (glycérine) dans le premier bain de développement et du départ de l'halogénure d'argent non impressionné dans le fixage. Les cotes verticales mesurées dans l'émulsion développée et séchée doivent être multipliées par un facteur constant pour obtenir les cotes dans l'émulsion primitive. Nous avons utilisé le facteur K' dit facteur de multiplication des cotes verticales relatif au microscope utilisé [6]. Ce facteur déterminé pour une émulsion identique ayant subi le même traitement est :

$$K' = 3,10 \pm 0,05.$$

Ainsi la longueur vraie L d'une trace de longueur en projection horizontale l et de projection verticale h est :

$$L = C \sqrt{l^2 + K'^2 h^2} \quad (C = 0,985), \quad (1)$$

L est en microns, l est mesuré en divisions du micromètre oculaire et h en divisions du tambour micrométrique.

L'angle d'inclinaison dans l'émulsion vierge d'une trace par rapport au plan horizontal est défini par :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{K' h}{l}.$$

L'erreur relative sur le parcours de la particule résultant des erreurs sur les différents facteurs de la mesure est :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta C}{C} + \frac{l \Delta l}{L^2} + \frac{h^2 K'^2}{L^2} \frac{\Delta K'}{K'} + \frac{K'^2 h}{L^2} \Delta h. \quad (2)$$

C. Bilan des énergies.

Le bilan de la réaction :



s'écrit :

$$E_\alpha = h\nu + Q, \quad \text{avec} \quad Q = c^2[3M(\alpha) - M({}^6_3\text{Li})]$$

en prenant les valeurs de Bethe [7]

$$M(\alpha) = 4,00390 \pm 0,00003 \\ M({}^6_3\text{Li}) = 12,00382 \pm 0,00004,$$

On obtient

$$Q = -7,34 \pm 0,12 \text{ MeV.}$$

Comme la réaction peut être produite par les deux raies du lithium la somme des énergies des trois particules α est l'une des énergies suivantes :

$$E'_\alpha = (17,6 \pm 0,04) - (7,34 \pm 0,12) = 10,26 \pm 0,14 \text{ MeV,} \\ E''_\alpha = (14,8 \pm 0,8) - (7,34 \pm 0,12) = 7,46 \pm 0,92 \text{ MeV.}$$

On pourra donc considérer que les étoiles mesurées satisfont au bilan des énergies si les énergies totales des traces α sont compatibles aux erreurs expérimentales près avec les valeurs E'_α et E''_α .

Erreur expérimentale sur la détermination de l'énergie pour une « étoile type ». — Pour nous rendre compte de la précision expérimentale des mesures, nous allons faire à titre d'exemple le calcul d'erreur sur une étoile hypothétique dite « étoile type », nous allons admettre arbitrairement : 1° l'énergie cinétique disponible est distribuée également entre les trois particules et les trois traces font entre elles des angles de 120° ; 2° l'orientation de l'étoile dans l'émulsion vierge est la suivante : une branche située sensiblement dans le plan horizontal (c'est un cas qui se rencontre assez fréquemment dans la pratique), le plan de l'étoile fait un angle dièdre de 45° avec le plan horizontal.

Dans ces conditions les parcours des traces font $16,75 \mu$ dans l'émulsion vierge. La longueur en projection horizontale d'une trace inclinée est $l = 14,5 \mu$ et sa projection verticale $2,7 \mu$ dans l'émulsion développée et séchée.

En appliquant la formule (2) et en admettant pour les erreurs de mesure les valeurs indiquées dans la deuxième partie, on obtient pour les erreurs sur les parcours et sur les énergies les valeurs :

$$\frac{\Delta L_1}{L_1} = 7 \quad \text{pour } 100, \quad \Delta E_1 = 0,2 \text{ MeV;}$$

$$\frac{\Delta L_2}{L_2} = 7 \quad \text{»} \quad \Delta E_2 = 0,2 \quad \text{»};$$

$$\frac{\Delta L_3}{L_3} = 3,5 \quad \text{»} \quad \Delta E_3 = 0,1 \quad \text{»};$$

où L_1 et L_2 sont les traces inclinées et L_3 la trace horizontale.

L'erreur totale sur la mesure de l'énergie totale des particules α est $0,5 \text{ MeV}$ dans le cas de cette « étoile type », ce qui donne une idée de la précision des mesures. Cette étoile peut être considérée comme présentant une difficulté moyenne de mesure.

Comme autre cause d'erreur dont il n'a pas été tenu compte, nous pouvons signaler l'influence de la variation d'humidité de l'atmosphère; Winand a signalé cette influence au Colloque de Photographie (Paris, septembre 1951), elle est de l'ordre de 4 pour 100 à 20°C pour une variation de l'humidité relative de l'air de 33 à 90 pour 100. La discussion a montré que la tendance actuelle consiste à supprimer à la fois l'affaissement des émulsions et l'influence des variations hygrométriques en faisant pénétrer une solution alcoolique de colophane dans les émulsions après fixage. Ce procédé est à l'étude dans différents laboratoires et très récemment Mignone (*Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 896) vient d'obtenir des résultats intéressants en utilisant des solutions de glycérine.

La précision obtenue est du même ordre que celle annoncée par Goward et Wilkins (*Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 662) dans une publication où ils avaient caractérisé la précision des mesures par une autre méthode.

D. Bilan des quantités de mouvement. Discrimination des étoiles produites par γ et par neutrons.

Les trois particules dont les traces constituent les branches des étoiles étant de masses égales, il est commode d'adopter comme unité de quantité de mouvement celle d'une particule α de 1 MeV, de cette façon les quantités de mouvement s'expriment numériquement par la relation :

$$P_{\alpha} = \sqrt{E_{\alpha}},$$

E_{α} étant exprimé en mégaelectronvolts.

Avec cette unité, la quantité de mouvement d'un photon γ d'énergie E_{γ} (MeV) est :

$$P_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{c \sqrt{2} M_{\alpha}} = \frac{E_{\gamma}}{c \sqrt{2} \times 4 m} = \frac{E_{\gamma}}{2 \sqrt{2} \sqrt{m} c^2}.$$

$mc^2 = 931$ MeV (masse au repos du proton), ce qui donne :

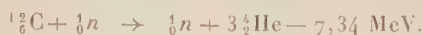
$$P_{\gamma} = 0,0116 E_{\gamma},$$

E_{γ} étant exprimé en mégaelectronvolts.

Pour un photon de 17,6 MeV, $P_{\gamma} = 0,2$.

Cette quantité de mouvement des photons est du même ordre de grandeur que les erreurs expérimentales de mesure sur les étoiles. On peut donc en première approximation négliger la quantité de mouvement du photon avec le rayonnement γ de la cible de lithium. Pratiquement les trois branches des étoiles de photodésintégration sont coplanaires aux erreurs de mesures près.

La désintégration du carbone en trois particules α peut être également provoquée par le choc inélastique d'un neutron rapide suivant la réaction :



Cette réaction a été étudiée par Green et Gibson (*Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62**, 296). J'avais également observé ces étoiles dans une émulsion irradiée aux neutrons rapides de la réaction ${}^7_3\text{Li}(d, n){}^6_3\text{Li}$ avec les deutrons de 6,7 MeV du cyclotron du Collège de France. Dans ces étoiles provoquées par les neutrons rapides, la somme des quantités de mouvement des trois particules α n'est plus négligeable.

Dans les plaques irradiées au rayonnement γ du lithium, les neutrons rapides résiduels ont une énergie suffisante pour provoquer cette réaction, la section efficace ($\sigma = 9 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ pour $E_n = 13,2$ MeV) étant relativement grande par rapport à la section ${}^{12}_6\text{C}(\gamma, 3\alpha) : \sigma = (8 \pm 3) \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$; on rencontre donc dans l'émulsion un certain nombre d'étoiles provoquées par les neutrons. La discrimination entre ces deux sortes d'étoiles est faite par l'étude du bilan des quantités de mouvement de chaque étoile.

Pratiquement pour les premières étoiles trouvées, je faisais l'épure du phénomène reconstitué dans l'espace de l'émulsion vierge, je pouvais ainsi vérifier pour les étoiles de photodésintégration : que les trois branches étaient coplanaires aux erreurs de mesure près et que la somme vectorielle des quantités de mouvement des trois particules α était compatible avec la quantité de mouvement du photon.

On peut également faire cette étude par un calcul de géométrie analytique.

Par la suite, j'ai fait cette étude avec un appareil analogue à celui de Telegdi et Züti [11]. Ceci revient à matérialiser les extrémités des traces des trois particules α d'une étoile par les quatre pointes de tiges cylindriques métalliques pouvant glisser suivant leur axe. Ces tiges coulisent sur trois barres mobiles autour de la tige centrale dont la pointe figure le centre de l'étoile. L'échelle adoptée, 1 cm pour 1μ dans l'émulsion, permet une précision de reconstitution de l'étoile dépassant largement la précision des mesures microscopiques et cette méthode est beaucoup plus rapide que les précédentes. Elle permet de vérifier la coplanarité des traces : les quatre pointes sont sensiblement dans un même plan (la distance d'une pointe au plan des trois autres atteignait exceptionnellement 1 cm, c'est-à-dire 1μ dans l'espace de l'émulsion vierge pour les étoiles de photodésintégration), on a immédiatement la reconstitution de l'étoile dans son plan ce qui permet la mesure rapide des angles dans l'espace Φ_{ik} des couples de traces α de chaque étoile.

J'avais également envisagé l'utilisation d'une platine microscopique orientable montée sur rotule réalisée dans certains microscopes de minéralogie; pour amener le plan de l'étoile dans le plan frontal de l'objectif, mais la réalisation pratique de ce dispositif paraît difficile avec les grossissements assez élevés qu'il est nécessaire d'utiliser.

Il faut noter que les étoiles produites par les

neutrons pour être observables doivent correspondre à une énergie du neutron incident sensiblement supérieure au seuil de la réaction, comme $Q = -7,34$ MeV, il en résulte que la quantité de mouvement apportée par le neutron est loin d'être négligeable; il est donc possible de discriminer nettement les étoiles résultant des γ de celles produites par les neutrons.

Les étoiles de photodésintégration satisfaisant à la condition des quantités de mouvement permettent donc d'avoir l'énergie γ du rayonnement. C'est cette méthode qui a permis à Nabholz, Stoll et Wäffler [12], [13] d'étudier le rayonnement γ de la cible de lithium. J'ai également établi (fig. 9) l'histogramme du nombre d'étoiles de photodésintégration produites par des photons d'énergie comprise entre E_γ et $E_\gamma + \Delta E_\gamma$ ($\Delta E_\gamma = 0,5$ MeV). Ce qui permet, utilisant les valeurs de Walker et Mc Daniel [14] du rapport des intensités des deux raies γ de la cible de lithium :

$$\frac{I_{17,6}}{I_{14,8}} = 0,3$$

d'avoir une valeur grossière du rapport des sections efficaces à 14,8 et 17,6 MeV

$$\frac{\sigma_{17,6}}{\sigma_{14,8}} \approx 0,3$$

E. Mécanisme de la réaction : ${}^6_3\text{C}(\gamma, 3\alpha)$.

L'étude du mécanisme de cette réaction, découverte par Hänni [15], a fait l'objet d'un grand nombre de publications dans lesquelles deux hypothèses ont été successivement émises : celle d'une succession de deux réactions à deux particules avec passage par un nuclide intermédiaire ${}^8\text{Be}$, ou celle d'une seule réaction, les trois α étant émis simultanément ou tripartition.

1. Hypothèse du passage par ${}^8\text{Be}$. — *a. DISTRIBUTION DES ÉNERGIES DES PARTICULES α .* — Lors des premières études du spectre énergétique des particules α , Hänni et Zünti [16] ont analysé le mécanisme de cette réaction, suivant la méthode décrite par Bethe [17] à propos de la réaction ${}^{11}_5\text{B}(p, 3\alpha)$, leurs résultats sont en accord avec le mécanisme suivant :



le nuclide ${}^8\text{Be}^*$ intervenant à son niveau de 3 MeV. Les premières étoiles de carbone que j'ai moi-même observées dans l'émulsion photographique [18] s'accordaient avec ce mécanisme, toutefois la statistique semblait indiquer un déficit de trajectoires α ayant des énergies situées entre 2 et 3 MeV.

Le mécanisme précédent prévoyait en effet (pour la raie γ de 17,6 MeV) une émission de la première parti-

cule α avec énergie $E_\alpha \approx 4,8$ MeV, le noyau ${}^8\text{Be}^*$ résiduel se désintégrant en vol de façon isotrope, ce qui fournissait une distribution continue des deux autres particules α avec des énergies variant entre :

$$E = \frac{1}{2} \left| \sqrt{1 - U} - \sqrt{1 + U} \right|$$

avec

$$U = E_\gamma + Q,$$

$$Q = c^2 [M({}^6_3\text{C}) - M(3\alpha)] = -7,34 \text{ MeV}$$

$$U = 3 \text{ MeV, énergie d'excitation de } {}^8\text{Be}^*,$$

ce qui donne comme limites du fond continu :

$$E_{\min} = 0,01 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E_{\max} = 5,39 \text{ MeV}.$$

En réalité le niveau $U = 3$ MeV est très large (la demi-largeur expérimentale obtenue par Li et Ward Whaling [28] est 0,8 MeV), les valeurs indiquées sont donc des valeurs moyennes.

Goward, Telegdi et Wilkins [19] ont publié une étude en accord avec ce mécanisme.

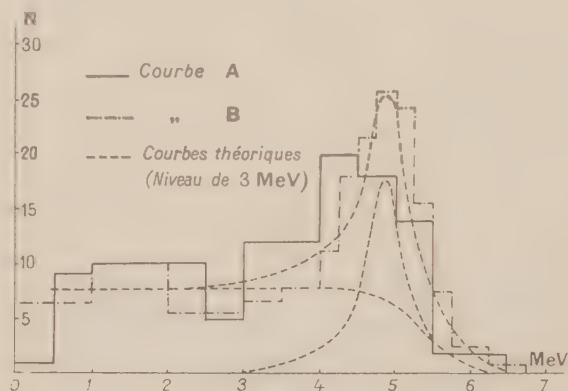


Fig. 18.

Telegdi et Zünti [20] ont publié une analyse plus poussée de ce spectre énergétique en tenant notamment compte de la largeur du niveau de 3 MeV de ${}^8\text{Be}^*$. Deux difficultés apparaissaient : d'une part un excès de trajectoires α entre 1 et 2 MeV et corrélativement un déficit de trajectoires pour les énergies comprises entre 2 et 3,5 MeV, d'autre part, le groupe correspondant aux premières particules α émises présente un élargissement du côté des faibles énergies. Ceci conduit les auteurs à admettre qu'un certain pourcentage de photodésintégrations a lieu avec passage par ${}^8\text{Be}^*$ à un niveau $E \neq 8$ MeV, mais, toutefois, ne leur donne pas l'explication de la dissymétrie du groupe de particules α de :



La figure 18 A, montre la distribution énergétique que j'ai obtenue et la figure 18 B la même distribution obtenue par Telegdi et Zünti ramenée aux mêmes échelles.

C'est en présence de ce désaccord des résultats expérimentaux et de la courbe de distribution calculée que j'ai recherché une autre méthode d'analyse du mécanisme de cette réaction (hypothèse de la tripartition).

b. DIAGRAMME DES ÉNERGIES D'EXCITATION E^* DE ${}^8\text{Be}^*$. — Si le couple i et j de particules α d'une étoile correspond aux particules α de désintégration en vol de ${}^8\text{Be}^*$, l'énergie d'excitation E^* de ce dernier nuclide est donnée par :

$$E^* = \frac{1}{2}(E_i + E_j) - (E_i E_j)^{\frac{1}{2}} \cos \Phi_{ij},$$

Φ_{ij} étant l'angle, dans l'espace de l'émulsion vierge, que font les deux trajectoires.

Mais, ainsi qu'il est souligné dans la publication de Telegdi et Zünti [20], le choix des deux particules résultant de la désintégration de ${}^8\text{Be}^*$ est impossible dans au moins 30 pour 100 des cas.

Cette difficulté a conduit Goward, Telegdi et Wilkins [19] et Telegdi et Zünti [20] à porter sur la distribution statistique des valeurs E^* , pour chaque étoile trois valeurs résultant de chacun des couples de particules α . Ainsi dans cette distribution $\frac{1}{3}$ seulement des valeurs portées a une signi-

fication, $\frac{2}{3}$ des valeurs n'ayant pas de signification (dans l'hypothèse du passage par un niveau de 3 MeV de ${}^8\text{Be}^*$).

Les trois valeurs de E^* examinées sans attribuer une importance particulière à $E^* \neq 3$ MeV pour chaque étoile ont des valeurs se groupant autour de

$$E^* \neq 3 \text{ MeV}, \quad E^* \neq 5 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E^* \neq 8 \text{ MeV}.$$

(ceci pour $E_\gamma = 17,6$ MeV).

c. RELATIONS ANGULAIRES. — Dans le but de lever les difficultés examinées ci-dessus, j'ai cherché à procéder à une vérification des relations angulaires liant les angles Φ_{ij} du couple de traces i et j de particules α et l'angle Ψ_{ij} de leur vitesse dans le système du centre de gravité de i et j .

On a, en adoptant les notations de la figure 19, les relations (2) :

$$\lg \Phi_{ij} = \frac{2vI \sin \Psi_{ij}}{v^2 - V^2}, \quad (a)$$

$$\lg \Phi_{ji} = \frac{I \sin \Psi_{ji}}{v - V \cos \Psi_{ji}}, \quad (b)$$

$$\lg \Phi_{ki} = \frac{-V \sin \Psi_{ij}}{v + V \cos \Psi_{ij}}. \quad (c)$$

Cette vérification a été faite en collaboration avec M. Lurçat qui poursuit une étude théorique de cette

(2) La relation (a) primitivement indiquée dans ma publication [21] a été corrigée par un erratum sur la remarque de M. F. K. Goward que je remercie vivement.

réaction. Ces relations sont valables quel que soit le mécanisme, mais les valeurs numériques de V (vitesse commune des particules i et j dans le système de leur centre de gravité) et v (vitesse du centre de gravité des particules i et j), dépendent du mécanisme de la réaction : v et V sont fonction de l'énergie d'excitation E^* du ${}^8\text{Be}^*$ correspondant éventuellement au couple de particules i et j . On constate que ces relations donnant les trois angles Φ en fonction du paramètre Ψ sont vérifiées aux erreurs expérimentales près pour des valeurs de E^* de 3, 5 et 8 MeV correspondant aux trois permutations des couples de particules α attribuées successivement au nuclide ${}^8\text{Be}^*$.

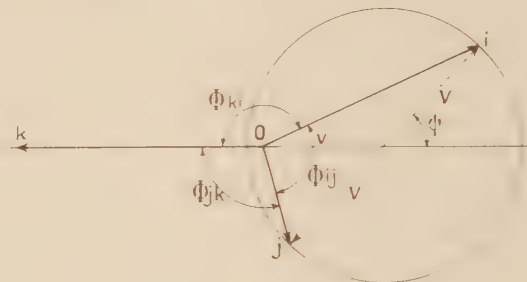


Fig. 19.

2. Hypothèse de la tripartition. — Telegdi et Verde [22] ont fait un calcul théorique de la section efficace de cette réaction en adoptant un « modèle en particules α », ils indiquent que la probabilité d'une réaction à trois particules ou tripartition doit croître lorsque l'énergie du quantum responsable de la photodésintégration augmente. Étant données les difficultés théoriques d'utilisation d'un modèle satisfaisant pour les noyaux légers, j'ai tenté de confronter mes résultats expérimentaux avec l'hypothèse d'une réaction de tripartition [21], [23]. Cette étude a été faite avec le souci de considérer chacun des trois couples de particules α d'une étoile comme équivalents. En effet dans le cas d'une tripartition au moment de la séparation des trois ${}^4\text{He}$ et lorsqu'elles sont encore très voisines, chacune des particules α se trouve dans le champ électrostatique des deux autres et les charges et les masses étant égales, il semble logique de s'attendre à ce que la tripartition corresponde à un aspect symétrique de la désintégration. Ce raisonnement est analogue à celui que nous avons utilisé pour l'analyse des phénomènes de tripartition de l'uranium [24], [25].

J'ai donc fait figurer sur un diagramme triangulaire à la fois les trois angles $\Phi_{1,2}$, $\Phi_{2,3}$, $\Phi_{3,1}$, chacun de ces angles ayant comme coordonnées dans le triangle les valeurs : $\frac{\Phi_{1,2}}{2\pi}$, $\frac{\Phi_{2,3}}{2\pi}$, $\frac{\Phi_{3,1}}{2\pi}$. chaque étoile est ainsi représentée par un point, on constate que les points se groupent près du centre du triangle. Pour mieux se rendre compte de la répartition des points figuratifs, on peut porter les angles après

classement en « petit », « moyen » et « grand », ceci correspond simplement à une rotation des étoiles dans leur plan en ajoutant éventuellement un retournement. On constate (fig. 20) que les points

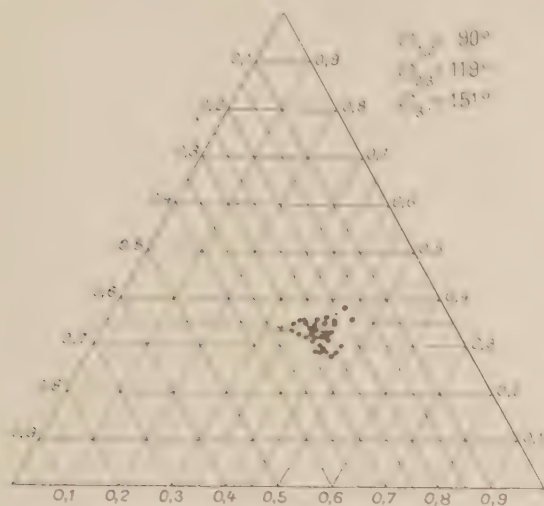


Fig. 20.

se groupent auprès d'un point situé près du centre du triangle correspondant aux angles moyens $\Phi_{1,2} \approx 90^\circ$; $\Phi_{2,3} \approx 119^\circ$; $\Phi_{3,1} \approx 151^\circ$. Il faut remarquer que le point moyen (centre de gravité des points figuratifs) n'est pas exactement au centre du triangle, on pouvait penser que la faible dissymétrie des étoiles

s'expliquait par la quantité de mouvement du photon (négligée pour cette étude) un examen plus poussé montre que cette quantité de mouvement ne suffit pas, à elle seule, à expliquer entièrement la dissymétrie.

Pour une énergie γ donnée (ici 17,6 MeV) les énergies des trois particules α sont fixées lorsque les angles sont donnés, les énergies des trois particules α des étoiles se groupent donc autour des trois valeurs :

$$E_1 = 1,3 \text{ MeV}, \quad E_2 = 3,6 \text{ MeV}, \quad E_3 = 4,6 \text{ MeV}$$

(fig. 21 et 22).

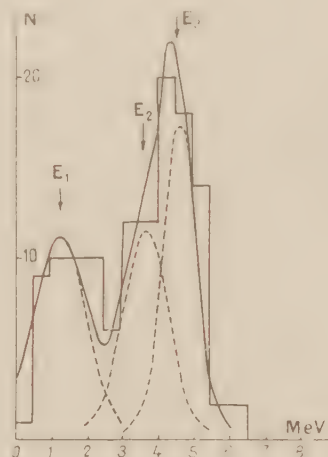


Fig. 21.

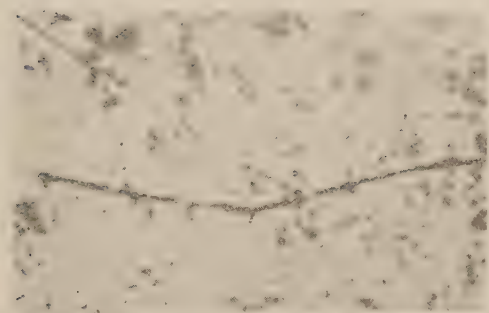
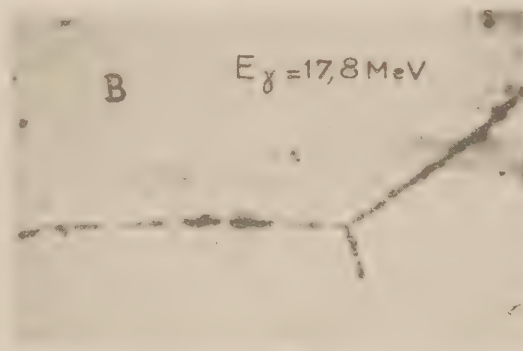
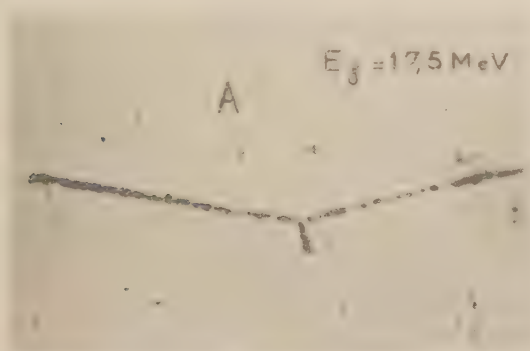


Fig. 22.

L'accumulation autour de $E_1 = 1,3$ MeV correspondrait au groupe des premières particules α attribué au passage par un niveau de 8 MeV de ${}^8\text{Be}^*$. Et la superposition des accumulations de $E_2 = 3,6$ MeV et $E_3 = 4,6$ MeV expliquerait l'élargissement du groupe ayant son maximum vers 4,8 MeV, attribué au niveau de 3 MeV dans l'hypothèse d'une désintégration en deux étapes. On a en même temps une explication du déficit de particules d'énergies comprises entre 2 et 3,5 MeV.

Limitations expérimentales. — Les difficultés d'observations expérimentales dans l'émulsion photographique d'étoiles ayant une branche courte et dont les deux autres branches forment entre elles un angle voisin de 180° , introduisent une limitation tendant à donner une apparence symétrique aux étoiles effectivement observées (fig. 23). Un calcul

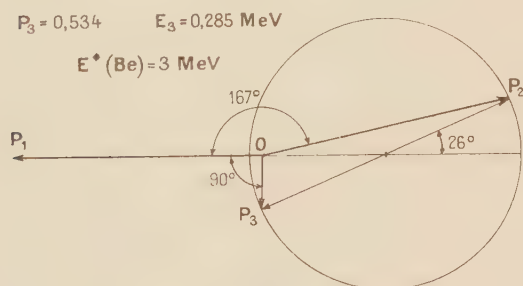


Fig. 23.

fait avec l'hypothèse de l'intervention d'un niveau de 3 MeV de ${}^8\text{Be}^*$ montre que pour une branche courte d'énergie minimum observable $E_\alpha = 0,3$ MeV (parcours dans l'émulsion de $1,5 \mu$), il correspond pour le plus petit angle $\Phi \neq 90^\circ$, ce qui correspond sensiblement à la limite du groupement des points figuratifs sur le diagramme triangulaire (fig. 20).

On peut alors se demander si la faible probabilité des étoiles comportant une trajectoire α courte observée tient effectivement à la limitation expérimentale liée à l'utilisation de l'émulsion photographique ou si cette faible probabilité tient à une symétrie effective de la désintégration. Il semble qu'une étude à l'appareil à détente de Wilson pourrait diminuer un peu cette limitation expérimentale.

A ce point de vue une recherche spéciale d'étoiles anormales (comportant deux branches très rapprochées) n'a pas montré non plus d'étoiles ayant une branche très courte, ce qui est en faveur d'une symétrie effective de la désintégration.

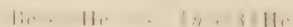
J'avais envisagé la limitation expérimentale ci-dessus lors des publications [21] et [22] et j'ai été conduit à une analyse plus poussée de son influence après une discussion avec M. Vendryes que je tiens à remercier ici.

3. Discussion des mécanismes possibles de la réaction ${}^8\text{Be}(\gamma, 3\alpha)$. — Mettons tout de suite à part le cas particulier d'un passage par un ${}^8\text{Be}$ à l'état fondamental, qui a été observé par divers auteurs [19], [20], [26] : il correspond à des étoiles ayant deux branches en forme de V dont les branches sont très resserrées, j'ai moi-même rencontré quelques étoiles pouvant s'interpréter de cette façon. La probabilité de ces étoiles est faible, de l'ordre de quelques unités pour 100.

L'hypothèse faisant intervenir un ${}^8\text{Be}$ à un état excité aboutit à une sérieuse difficulté, c'est le fait qu'expérimentalement (pour une énergie γ de 17,6 MeV) il ne paraît pas possible de choisir entre trois éventualités se présentant pour chaque étoile : il est possible de faire intervenir un niveau, soit de 3 MeV, soit de 5 MeV, soit de 8 MeV pour ${}^8\text{Be}$. Cette ambiguïté rend très difficile l'étude des distributions angulaires de la désintégration de ${}^8\text{Be}$ (dans le centre de gravité de ce dernier) par rapport à la direction de la première particule α [27].

Les résultats obtenus par Li et Ward Whaling [28] sur les spectres α des réactions ${}^7\text{Li}(p, \beta) 2\alpha$ et ${}^{10}\text{B}(p, \alpha) 2\alpha$, montrent que les niveaux de ${}^8\text{Be}$ situés au voisinage de 3 MeV ne sont pas les mêmes pour ces deux réactions ainsi qu'on pouvait le penser auparavant. Les largeurs de ces niveaux apparaissent anormales à ces auteurs qui avaient entrepris la recherche d'une structure fine. On est conduit à penser que l'étape finale de la réaction sur ${}^{10}\text{B}$ donne lieu à un mécanisme différent de la désintégration de ${}^8\text{Li}$ où il y a effectivement passage par un niveau de 3 MeV (environ) (phénomène des « marteaux » observés dans les émulsions nucléaires). Dans le cas de la réaction sur ${}^{10}\text{B}$, la grande largeur du groupe de particules α s'accorderait avec un mécanisme de tripartition [29], la réaction devrait donc s'écrire : ${}^{10}\text{B}(p, 3\alpha)$. Cette interprétation devrait correspondre à un autre pic sur le fond continu du spectre α qui a peut-être échappé aux auteurs dont le but était d'étudier le groupe correspondant au niveau de 3 MeV.

Le mécanisme de la réaction :



n'est également pas clairement établi, ici encore on peut considérer l'intervention d'un ${}^8\text{Be}$ excité. D'une façon générale, il semble que l'on rencontre de grandes difficultés d'interprétation dans diverses réactions où comme étape intermédiaire pourraient intervenir des niveaux excités de ${}^8\text{Be}$.

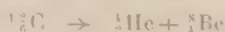
L'hypothèse de la tripartition du nuclide « excité » ${}^8\text{C}^*$ pourrait lever un certain nombre de difficultés, cependant la symétrie qui semble liée à cette hypothèse est sujette à une sérieuse limitation des possibilités d'observation dans l'émulsion nucléaire.

Gunn et Irving [30] ont examiné théoriquement la possibilité de phototripartition de ${}^7\text{H}$ et ${}^7\text{He}$, ils

indiquent que, sauf lorsque l'on est très près du seuil, les réactions à trois particules doivent être prédominantes, la plus grande partie de l'énergie de liaison est partie quand les désintégrations



ont eu lieu; en effet ${}^2\text{D}$ a une faible énergie de liaison. On peut rapprocher de ces cas la phototripartition du carbone : en effet, d'une part, la photodésintégration en trois particules α est la réaction qui a le seuil le plus bas et, d'autre part, lorsque la réaction :



a eu lieu, l'énergie de liaison est complètement perdue puisque ${}^8\text{Be}$ est instable α . Ce rapprochement est en faveur de l'hypothèse de la tripartition.

En conclusion, après une analyse plus poussée, il résulte que le choix entre les deux hypothèses envisagées précédemment pour la photodésintégration du carbone en trois particules α , ne paraît pas possible de façon certaine dans l'état actuel de la question. Il faut attendre d'autres résultats expérimentaux sur les réactions pouvant faire intervenir le nuclide ${}^{12}_6\text{C}$ et donnant lieu à une désintégration en trois particules α . Toutefois il ressort de ce travail que les réactions à plusieurs particules pour les noyaux légers méritent d'être envisagées avec soin dans chaque cas. Et il est très possible que les divers mécanismes puissent intervenir les uns et les autres avec des probabilités qui restent à déterminer.

F. Dénombrement des étoiles de carbone.

Le produit $N \times K$ est proportionnel au nombre de quanta reçus par la surface examinée par chacun des observateurs; $K = f(x) g(x)$ étant le produit des facteurs de correction de diminution d'angle solide $f(x)$ et d'absorption du rayonnement $g(x)$. On peut définir le rendement des divers observateurs qui est :

$$R = \frac{\text{Nombre d'étoiles trouvées}}{N \times K}$$

On constate que l'efficacité d'observation des différents expérimentateurs est très variable.

Observateur.	N° plaque.	Nombre de bandes examinées <i>N</i> .	<i>N</i> × <i>K</i> .	Rendement.	Nombre d'étoiles.
S.....	136 A 1	297	85,45	0,25	21
S.....	136 A 2	419	120,59	0,33	41
C.....	136 A 2	41	15,56	1,6	25
A.....	136 A 2	147	47,95	0,46	22
Totaux...		1274			109

Pour le calcul du nombre de quanta émis par le tube pendant l'irradiation, j'adopterai les comptages que j'ai effectués personnellement (obs. C).

La surface d'émulsion observée par l'ensemble des observateurs est 61 cm^2 .

Calcul du nombre de quanta émis par la cible de lithium pendant l'irradiation. — Les dénombrements utilisés pour ce calcul ont été faits sur la plaque n° 156 A2.

Nombre d'étoiles trouvées : Net = 25;

Nombre de bandes microscopiques : 41,

$$N = 10,6 \quad \text{et} \quad K = 1,6 \times 10^{-2}$$

Volume d'émulsion examinée :

$$V = L \times l \times \varepsilon = 2,4 \times 10^{-2} \times 2 \times 300 \times 10^{-4} = 1,44 \times 10^{-6} \text{ cm}^3$$

$l = 240 \mu$ ou $2,4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ (largeur du champ microscopique balayé);

$L = 2 \text{ cm}$ (longueur d'une bande microscopique);

$\varepsilon = 300 \mu$ ou $300 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ (épaisseur d'émulsion).

Nombre de noyaux de carbone dans l'émulsion examinée :

$$N_c = \frac{m}{M} \times A = 0,27 \times 12 \times 6,02 \cdot 10^{23} = 1,97 \cdot 10^{24}$$

$m = 0,27$ (masse de carbone par centimètre cube d'émulsion, valeur fournie par Ilford LtD);

$M = 12$, masse atomique du carbone;

A = nombre d'Avogadro.

On a :

$$N_{\gamma} = \tau n_{\gamma} N_c$$

n_{γ} = nombre de quanta reçus par le volume d'émulsion examinée;

τ = section efficace ${}^{12}_6\text{C} (\gamma, 3\alpha)$.

On prend :

$$\tau(17,6 + 14,8) = (0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

déterminé par Wäffler et Younis [31]

$$n_{\gamma} = \frac{N_{\text{et}}}{\tau N_c} = \frac{25}{0,8 \cdot 10^{-28} \times 1,97 \cdot 10^{24}} = 3,92 \cdot 10^8 \text{ quanta.}$$

L'angle solide élémentaire $\Delta\Omega_0$ maximum (c'est-à-dire correspondant à une bande microscopique située à une distance $x = 0$ de l'axe de révolution de la cible) calculé à l'aide de la formule de l'angle solide tétraédrique (3) est :

$$\Delta\Omega_0 = 10,05 \cdot 10^{-3} \text{ stéradian.}$$

L'angle solide total correspond à la surface totale d'émulsion examinée (y compris le facteur de réduction équivalent à l'absorption du rayonnement) est égal à :

$$\Omega = \Delta\Omega_0 \times NK = 1,005 \times 15,56 \cdot 10^{-2}$$

$$\Omega = 0,156 \text{ stéradian.}$$

Le nombre de quanta émis par la cible dans l'angle solide total pendant toute l'irradiation est :

$$\Sigma N_{\gamma} = \frac{4\pi}{\Omega} n_{\gamma} = \frac{12,6}{0,156} 3,92 \cdot 10^8,$$

$$\Sigma N_{\gamma} = 3,16 \cdot 10^{10} \text{ quanta.}$$

En cinquième partie (§ D), on trouve :

$$\Sigma N_{\gamma} = 1,36 \cdot 10^{10} \text{ quanta.}$$

Ces deux valeurs peuvent être considérées comme

en bon accord malgré leur écart important étant donnée la grande incertitude sur les sections efficaces et les erreurs expérimentales importantes résultant des nombreux facteurs correctifs utilisés dans la cinquième partie (§ C).

La valeur déterminée dans ce paragraphe est définie à 70 pour 100 près, compte tenu des erreurs expérimentales et de l'erreur annoncée par Wäffler et Younis sur leur détermination de section efficace (erreur qui comprend principalement l'incertitude sur la valeur absolue de l'intensité γ qu'ils ont utilisée).

Manuscrit reçu le 14 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] COSYNS. — *Bull. Centre Phys. Nucl.*, Bruxelles, n° 30.
- [2] MC DANIEL, VON DARDEL et WALKER. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 985.
- [3] BOLL. — *Tables numériques universelles*, Dunod, 1947.
- [4] CHASTEL. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 291.
- [5] VIGNERON. — *Microscopie*, 1950, **2**, 26.
- [6] VIGNERON. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 305.
- [7] BETHE. — *Elem. Nucl. Theory*, John Wiley and Son, New-York, 1947.
- [8] MIGNONE. — *Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 896.
- [9] GOWARD et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 662.
- [10] GREEN et GIBSON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **62**, 296.
- [11] TELEGGI et ZÜNTI. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 745.
- [12] NABHOLZ, STOLL et WÄFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 858.
- [13] NABHOLZ, STOLL et WÄFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1952, **25**, 153.
- [14] WALCKER et MC DANIEL. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 314.
- [15] HÄNNI. — *Diplôme*, Zürich, 1948.
- [16] HÄNNI, TELEGGI et ZÜNTI. — *Helv. Phys. Acta*, 1948, **21**, 203.
- [17] BETHE. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 217.
- [18] CHASTEL. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 558.
- [19] GOWARD, TELEGGI et WILKINS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **63**, 402.
- [20] TELEGGI et ZÜNTI. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 745.
- [21] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1440.
- [22] TELEGGI et VERDE. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 380.
- [23] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 318.
- [24] TSIEN, HO VIGNERON et CHASTEL. — *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 202.
- [25] TSIEN. — *J. Physique Rad.*, 1948, **9**, 6.
- [26] WILKINS et GOWARD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, A **64**, 849.
- [27] TELEGGI. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 600.
- [28] LI et WARD WHALING. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 661.
- [29] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 522.
- [30] GUNN et IRVING. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1353.
- [31] WÄFFLER et YOUNIS. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 614.

CHAPITRE IV.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.

TOME 15, JUIN 1954, PAGE 439.

ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS A L'AIDE DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES : RÉACTION (γ, p) SUR LE CUIVRE, III.

Par RAYMOND CHASTEL,

Laboratoire de Chimie Nucléaire,
Collège de France.

Sommaire. — Les expériences ayant conduit à la mise en évidence des photoprotons émis par le cuivre bombardé par des rayons γ de 17,6 MeV, sont décrites.

L'énergie maximum du spectre des photoprotons déterminée par mesure du parcours des protons dans l'émulsion, compte tenu de différents facteurs de correction est en bon accord avec la valeur prévue.

La valeur obtenue pour la section efficace de cette réaction est : $(6 \pm 3) \cdot 10^{-28}$ cm².

En liaison avec la discussion de la possibilité d'émission avec une faible probabilité d'autres photo-particules, la section efficace de la réaction ${}^{63,65}_{29}\text{Cu}(\gamma, p) {}^{63,64}_{28}\text{Ni}$ a été calculée. Le calcul a été fait pour des énergies γ de 17,6 et 24,6 MeV en utilisant le modèle statistique de Weisskopf. Le résultat montre qu'avec le rayonnement γ utilisé (17,6 MeV) l'intervention d'une réaction (γ, d) ne peut avoir lieu qu'avec une probabilité extrêmement faible.

QUATRIÈME PARTIE.

1. But et objet de ces expériences ⁽¹⁾. —

Ils ont été définis lors d'une communication à la Société française de Physique en juin 1950 [1] de la façon suivante :

« Utilisant des émulsions photographiques, nous nous sommes attachés à étudier les photodésintégrations produisant des nuclides stables, pour étendre le champ d'étude de ces réactions. Bien que l'énergie des rayons γ du lithium soit suffisante pour provoquer l'effet photonucléaire de nombreux noyaux, un grand nombre de difficultés expérimentales se présentaient néanmoins; elles ont été soulignées pendant le cours de notre travail, en particulier par S. Devons [2].

« En dehors de l'intensité limitée des radiations γ utilisables et de la faible section efficace des réactions (γ, p), il y a une autre difficulté dans l'étude des groupes de particules émises dans ce processus, c'est celle de la distinction entre les particules issues des matériaux avoisinants. Une canalisation convenable des radiations γ imposerait une trop grande réduction d'intensité... De nombreuses études ont été faites de la radioactivité β des noyaux produits dans les réactions (γ, n) et (γ, p), mais aucune mesure des énergies des protons et des neutrons associés n'a été publiée. »

Les résultats préliminaires de ces expériences ont déjà été publiés [3]. J'ai alors montré que le cuivre irradié par le rayonnement γ du lithium émettait des protons. Une numération des protons a permis une évaluation grossière de la section efficace du phénomène de l'ordre de 10^{-27} cm²; cette évaluation utilisait une valeur de la dose de rayonnement γ , reçue par les émulsions mesurée, assez grossièrement en utilisant la section efficace de photodésintégration des atomes de carbone de la gélatine [4].

La poursuite de l'étude de la photodésintégration du carbone (cf. II), d'une part et les expériences de mesure de l'intensité γ du tube accélérateur du Laboratoire de Synthèse atomique d'Ivry ⁽²⁾ me mettant en mesure de calculer une valeur plus précise de la section efficace de la réaction (γ, p) sur le cuivre.

Plus tard Byerly et Stephens ont publié un compte rendu préliminaire de la photodésintégration du cuivre dans une « Lettre aux éditeurs » de la *Physical Review* [5]; ils utilisaient le rayonnement de freinage d'un béta-tron de 24 MeV. L'intensité considérablement plus grande dont ils disposaient pour irradier le cuivre leur permettait une étude plus poussée de cette réaction. Dans cette publi-

cation, ils confirmaient l'émission de photoprotons que j'avais mise en évidence. Dans un Mémoire plus complet [6] dont ils m'ont envoyé le texte avant publication, ils donnent des détails complémentaires sur leur dispositif expérimental et ils citent mon travail. Je discuterai en détail leurs résultats à la fin de ce chapitre; disons simplement qu'ils ont observé les photoprotons et ils indiquent, en outre, une émission de photodeutons, et de photo- α .

2. Géométrie utilisée. — La géométrie utilisée a été décrite (cf. II). Le choix de cette géométrie a été dicté par des considérations d'intensité, divers auteurs avec lesquels j'ai eu des discussions pensaient que l'intensité du rayonnement γ du lithium était nettement insuffisante pour entreprendre une telle expérience en utilisant un accélérateur linéaire de protons. Étant donnée la faible intensité γ dont nous disposions, nous avons irradié les émulsions sous un angle solide aussi grand que possible (fig. 12) [II].

Nous avons tenté d'utiliser du cuivre sous forme de grains d'après la méthode des sandwichs de Vigneron et Bogaardt [7] ou l'introduction du cuivre dans les émulsions sous forme de fils suivant une idée préconisée depuis longtemps par Occhialini (comm. privée) et réalisée récemment [8], mais un calcul du nombre de protons prévus avec les intensités γ dont je disposais a montré la difficulté d'utilisation de tels dispositifs.

3. Étude densitométrique des plaques. —

Pour nous mettre à l'abri d'une déviation du faisceau de protons par rapport à l'axe de symétrie de l'accélérateur (le tube ne possédant pas de fenêtre d'observation du point d'impact des protons sur la cible), nous avons :

- a. fait tourner les plaques irradiées autour de l'axe de symétrie du tube (cf. I);
- b. fait un enregistrement de la densité optique des plaques au microphotomètre.

Les mesures densitométriques ont été faites pour les premières plaques irradiées avec le microphotomètre du laboratoire de Physique de la Sorbonne et j'ai le plaisir de remercier M. Vodar et M^{lle} Gill pour les facilités qui m'ont été données pour ces enregistrements (fig. 24). Pour les autres plaques, j'ai fait les mesures en réalisant un microphotomètre à cellule à couche d'arrêt en utilisant le microscope lui-même après avoir enlevé le bino-culaire.

Dans cette étude, j'ai admis que le flux de rayonnement γ de grande énergie (17,6 et 14,8 MeV) est proportionnel à la densité optique de la plaque au point considéré, ceci suppose que le rayonnement X mou résultant de la cible (en grande partie responsable du voile de fond des plaques) est propor-

⁽¹⁾ Ce texte fait partie d'une série de trois articles que nous désignerons par [I] (*J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 707), [II] (*J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 240, [III] (Le présent article), lorsque nous nous y référerons.

⁽²⁾ R. CHASTEL, *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, **22**, 43.

tionnel en intensité au rayonnement γ dur (je me suis assuré que cette hypothèse était vérifiée expérimentalement de façon satisfaisante).

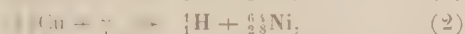
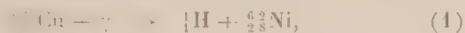
Les comptages comparatifs de photoprotons dans les zones d'émulsion avec cuivre et sans cuivre ont donc été faits en des points d'égale densité optique.

4. Observation et mesure des protons.

La plaque de cuivre interposée entre les deux émulsions irradiées (359 mg/cm^2) était choisie d'une épaisseur supérieure au parcours prévu pour les photoprotons de plus grande énergie dans les conditions de l'expérience. La surface totale de l'émulsion observée dans ce but particulier était de $0,48 \text{ cm}^2$ (émulsion Ilford E 1 de 300μ). Dans les conditions ainsi définies, les protons observés dans la zone contenant du cuivre et pénétrant par la surface proviennent du cuivre. Le sens d'arrivée des protons était vérifié par la variation de la densité de grains le long de leur trajectoire.

Le premier résultat qualitatif de l'expérience a montré que le cuivre irradié par les rayons γ de la cible de lithium, émettait des protons, la nature de la particule étant précisée en comparant la densité de grains obtenue pour des protons avec des plaques identiques ayant subi le même développement.

Ceci permettait donc d'écrire les réactions observées de la façon suivante :



Les deux nuclides $^{62}_{28}\text{Ni}$ et $^{64}_{28}\text{Ni}$ étant stables, j'ai donc mis en évidence ici les premières photodésintégrations produisant des nuclides stables.

Les parcours des protons étaient mesurés suivant la méthode décrite (cf. II), la vraie grandeur de la trace était déterminée graphiquement, ce qui permettait sans calcul d'avoir l'angle d'inclinaison de la trajectoire. Seules les traces entièrement contenues dans l'émulsion étaient mesurées (d'où nécessité de corriger les statistiques).

5. Évaluation de la section efficace de la réaction. — Utilisant du cuivre chimiquement pur (cuivre électrolytique) mélange isotopique de $70,13$ pour 100 de $^{63}_{29}\text{Cu}$ et $29,87$ pour 100 de $^{65}_{29}\text{Cu}$, il n'était pas possible de faire la distinction entre les deux réactions (1) et (2), je les désigne donc dans ce qui suit par une réaction unique (sauf spécification particulière) :



On ne tenait compte dans l'émulsion que des particules dont la trace avait un point de contact avec la surface.

Pour s'assurer que le cuivre utilisé n'était pas

pollué par des traces d'émetteurs α , j'ai préparé en même temps que les plaques irradiées, des plaques identiques entre lesquelles était glissée une plaque du même cuivre. L'examen microscopique d'une surface suffisante de ces émulsions témoins développées en même temps que les plaques irradiées n'a pas montré d'activité α parasite appréciable. D'autre part, les pollutions habituelles rencontrées dans toutes les émulsions nucléaires étaient faibles et du même ordre de grandeur que les autres plaques précédemment utilisées dans différents laboratoires.

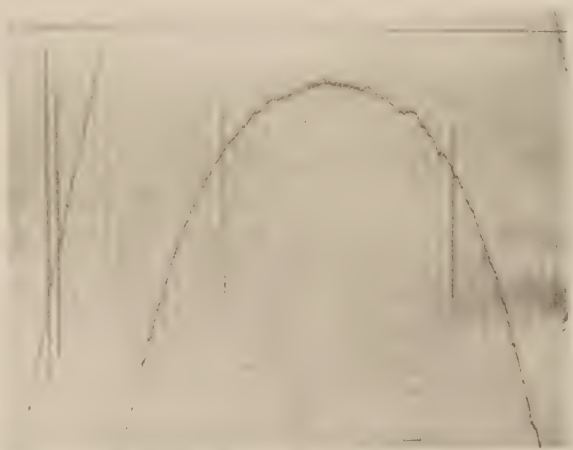


Fig. 24.

Les particules dont je désignerai le point de rencontre avec la surface comme l'origine, étaient comptées et mesurées lorsque l'origine traversait l'échelle micrométrique et l'on adoptait une convention fixe pour prendre les trajectoires dirigées dans un demi-angle solide déterminé lors des cas fréquents de traces sortant du champ du microscope.

Le comptage des particules en vue de la détermination de la section efficace présentait de grandes difficultés, je les ai résolues de la façon suivante, déjà sommairement décrite [3]. Deux cas sont à considérer :

a. Traces longues (100μ et plus). — Il était possible de se rendre compte du sens de parcours de la trace par la particule par la variation de densité linéaire des grains. Dans cette éventualité, aucune difficulté; il était possible de vérifier si la particule considérée provenait effectivement de la surface.

b. Traces courtes (inférieures à 100μ). — Ces traces pendant leur parcours dans l'émulsion ne montrent pas une variation mesurable de la densité de grains, il n'est donc pas possible de déterminer si les traces sont issues de la surface ou si elles ont pour origine l'émulsion (particules de photodésintégration des éléments constitutifs de l'émulsion).

Cette difficulté a été excellemment soulignée par Devons [2].

Pour éviter un choix dépendant de l'habileté, des aptitudes visuelles et psychologiques de l'observateur (pouvant d'ailleurs varier d'un jour à l'autre), j'ai évité ce choix en retenant seulement les traces ayant un point de contact avec la surface. Dans ces conditions, j'ai adopté la méthode suivante : j'ai compté et mesuré toutes les traces entrant ou sortant de la surface d'émulsion dans la zone avec cuivre et dans la zone sans cuivre, toutes choses égales d'ailleurs, soit N_{Cu} et N_0 les nombres respectifs de ces traces. Dans ces conditions, on peut admettre en première approximation que dans la zone sans cuivre le nombre de particules entrant dans l'émulsion est $\frac{N_0}{2}$ et le nombre de particules sortant est $\frac{N_0}{2}$ également; la faible épaisseur d'air emprisonné entre les deux émulsions dans la zone sans cuivre étant absolument négligeable.

Dans la zone comportant du cuivre, il est donc nécessaire de retrancher du nombre N_{Cu} de particules enregistrées le nombre $\frac{N_0}{2}$ de particules sortantes déterminé par le dénombrement sur la zone sans cuivre. On obtient ainsi le nombre brut N de particules enregistrées dans l'émulsion en contact avec le cuivre :

$$N = N_{\text{Cu}} - \frac{N_0}{2}. \quad (4)$$

Pour cette expérience, l'épaisseur de la lame de cuivre utilisée (359 mg/cm^2) a été choisie d'une valeur nettement supérieure au parcours des particules d'énergie maximum produites dans l'émulsion (ce parcours maximum a été déterminé par des expériences préliminaires). Ainsi on est assuré que dans le dénombrement N_{Cu} dans l'émulsion en contact avec le cuivre ne comporte pas de trajectoires de particules issues de l'émulsion située de l'autre côté du cuivre (ces particules sont complètement arrêtées par la lame de cuivre). La nécessité de réalisation de cette condition conduit à prohiber l'utilisation de lames minces comme sources de photoparticules.

Si $\mathcal{N}$ est le nombre de photodésintégrations produites dans la partie du cuivre en contact avec la surface d'émulsion dépouillée et située à une profondeur au plus égale au parcours des photoprotons, on a

$$\mathcal{N} = \pi v n_{\gamma}, \quad (5)$$

n_{γ} , flux γ (en nombre de quanta) ayant traversé le cuivre dans la surface où les protons ont été dénombrés;

v , nombre de noyaux de cuivre dans le volume $v = PS$, avec P = parcours des photoprotons; S = surface examinée (côté cuivre).

CALCUL DE $\mathcal{N}$. — On a dénombré N protons émis par le cuivre dans l'émulsion, ce nombre brut doit subir un certain nombre de corrections examinées au paragraphe suivant pour avoir le nombre réel N' de photoprotons émis dans l'émulsion observée.

La lame de cuivre constitue une source épaisse de photoparticules, les publications d'Evans [9] et de I. Curie [10] montrent que pour un groupe homogène de particules de parcours P (cm) dans le corps constituant la source, et émettant n particules par centimètre cube de source, le nombre N' de particules sortant de la source est :

$$N' = \frac{nPs}{4},$$

mais

$$nPs = nv = \mathcal{N},$$

donc :

$$\mathcal{N} = 4N'. \quad (6)$$

CORRECTIONS SUR LE DÉNOMBREMENT DES PROTONS. — Le nombre brut N de protons mesurés doit subir un certain nombre de corrections, elles résultent de :

- l'effet des neutrons résiduels;
- la perte de protons sortant de l'émulsion;
- l'incertitude sur l'origine des protons produits au voisinage de la surface.

a. Effet des neutrons résiduels. — Ces neutrons ont diverses origines, considérons d'abord ceux émis par la cible qui ont été envisagés en [II], ce sont surtout ceux de la réaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^6\text{Be}$ produits par le deutérium résiduel du gaz alimentant la source de l'accélérateur; ils peuvent provoquer :

1° La réaction $\text{Cu}(n, p)\text{Ni}$ et les protons émis sont dénombrés comme photoprotons;

2° La projection des noyaux d'hydrogène de l'émulsion, la portion de ces protons projetés qui sortent de l'émulsion sont dénombrés comme photoprotons, mais ce nombre de protons projetés est le même dans la zone avec cuivre et dans la zone sans cuivre, étant donnée la symétrie du dispositif d'irradiation, il n'y a donc pas lieu de faire une correction spéciale;

3° D'autres neutrons sont produits par les rayons γ dans tous les matériaux entourant les émulsions, dans le porte-cible, etc., mais ici comme dans le paragraphe précédent leurs effets sont les mêmes dans les zones avec cuivre et sans cuivre. Les protons résultant des neutrons (γ, n) sur la lame de cuivre elle-même sont absolument négligeables (réaction du 3^e ordre par rapport à la réaction émettrice de rayons γ).

Dans ma publication préliminaire [3], l'influence des corrections a été quelque peu surestimée ce qui a conduit à une valeur trop faible de la section efficace.

Donc seule la correction résultant des protons (n, p)

produits par les neutrons résiduels de la cible sera calculée parmi tous les effets secondaires résultant des neutrons, c'est l'un des principaux intérêts de cette méthode différentielle, elle élimine la plupart des effets parasites.

Le nombre des protons (n, p) a été déterminé par l'expérience complémentaire suivante : un détecteur de cuivre [n° 8 décrit (3)] a été irradié aux neutrons ${}^6_3\text{Li}(d, n){}^7_3\text{Li}$ avec un des accélérateurs d'Ivry fonctionnant à 500 kV comme dans l'irradiation des émulsions. L'irradiation a été assez longue pour mesurer l'activité de 2,6 h résultant de ${}^{65}_{28}\text{Ni}$ produit par la réaction ${}^{65}_{28}\text{Ni}(n, p){}^{65}_{28}\text{Ni}$.

Deux autres irradiations ont été faites l'une avec le tube γ (tension d'accélération : 500 kV) et l'autre au tube à neutrons (tension de 500 kV également); chacune de ces irradiations comportait l'irradiation simultanée d'un détecteur d'aluminium [sensible aux neutrons rapides par réaction (n, p), période 10 mn] et d'un détecteur de cuivre de même forme (sensible à la fois aux rayons γ par réaction (γ, n), période 10,5 mn et aux neutrons rapides par réaction ${}^{65}_{28}\text{Ni}(n, p){}^{65}_{28}\text{Ni}$, même période 10,5 mn). Ces deux irradiations faites toutes deux pendant 10 mn permettent d'obtenir les nombres relatifs de neutrons rapides pour la cible bombardée par des deutons et par des protons (avec deutons résiduels du protonium).

La courbe de décroissance de l'irradiation de 2,6 h du cuivre par les neutrons (fig. 25 et 26) décomposée suivant la méthode habituelle a donné les activités initiales (rapportées à la fin d'irradiation) suivantes :

- Activité initiale totale : 7 600 c/mn;
- Activité initiale, période 2,8 h : 244 c/mn;
- Activité initiale, période 12,8 h : 146 c/mn.

Ces mesures d'activité β ont été faites avec le dispositif de compteur déjà décrit (détecteur à l'échelon I) (3).

L'intensité γ a été mesurée pendant l'irradiation des plaques (156 A 1 et 156 A 2), elle correspond à une activité à saturation du détecteur (Cu n° 8 C) de 724 c/mn (mesurée à l'échelon IV).

Le calcul de l'activité de période 2,8 h résultant des neutrons parasites donne : $x = 1,49$ c/mn. Cette période de 2,8 h trouvée expérimentalement correspond à ${}^{65}_{28}\text{Ni}$ ($T = 2,6$ h), une séparation chimique avait montré qu'elle correspondait bien au nickel.

En admettant pour le rayonnement émis par ${}^{65}_{28}\text{Ni}$ les mêmes corrections de comptage que dans une publication précédente (3), le nombre n de désintégration par minute produit pour un détecteur mince de 1 mg/cm² et de surface $s = 4,91$ cm² est :

$$n = 7,33 \cdot 10^{-2} x = 10,9 \cdot 10^{-2} \text{ désintégration/mn}$$

compte tenu des angles solides d'irradiation du

détecteur et de la surface d'émulsion examinée, du parcours des protons (n, p), avec :

$$E_{p \text{ max}} = E_n + 0,78 - E_{\beta} \# 13 \text{ MeV}$$

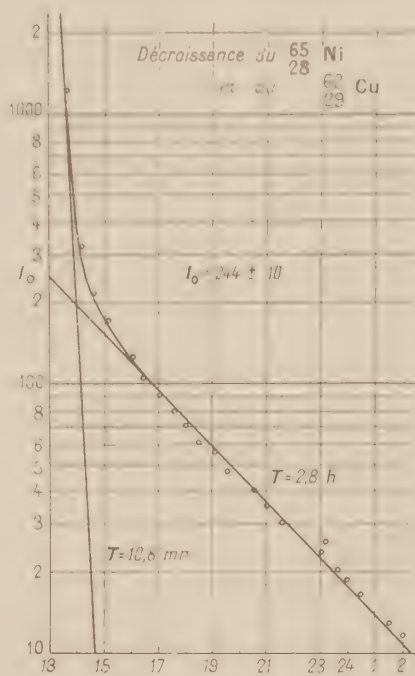


Fig. 25.

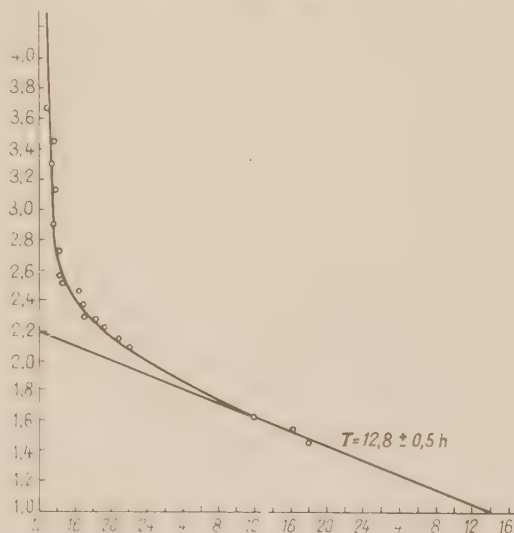


Fig. 26. — Décroissance de l'activité du cuivre irradié aux neutrons rapides (cible de lithium, deutons de 500 keV). En ordonnées, Log A, en abscisses la date (jours).

en admettant, de plus, que la section efficace (n, p) pour ${}^{65}_{28}\text{Ni}$ est la même que pour ${}^{65}_{29}\text{Cu}$, on trouve que le nombre de protons (n, p) enregistrés dans la surface d'émulsion dépouillée est :

$$n_p(n, p) = 26,6.$$

Cette correction déterminée d'une façon moins

(3) R. CHASTEL. *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, **22**, 43.

précise dans ma publication préliminaire [3] avait été surestimée, j'avais pris :

$$n_p(n, p) = 82.$$

Cette correction est faible

$$\frac{26,6}{559} = 5 \text{ pour } 100.$$

CORRECTION DE PERTE DES PROTONS SORTANT DE L'ÉMULSION. — Les protons ayant un parcours supérieur à l'épaisseur d'émulsion n'étaient pas mesurés, la correction pour des protons de parcours P dans l'émulsion est :

$$N_{\text{réel}}(P) = N_{\text{mes}}(P) \frac{P}{\varepsilon},$$

ε , épaisseur d'émulsion (300μ).

Cette correction intervenant seulement pour des parcours supérieurs à 300μ est faible.

Le calcul du nombre de protons perdus donne :

$$n_{\text{sortis}} = 4,2.$$

CORRECTION RÉSULTANT DE L'INCERTITUDE D'ORIGINE DES PROTONS PRODUITS AU VOISINAGE DE LA SURFACE. — Les protons (γ, p) ou (n, p) ayant leur origine dans l'émulsion ont été comptés sur une portion de la plaque. On peut admettre que les protons ayant leur origine à une distance inférieure ou égale à $0,5 \mu$ de la surface peuvent être comptés par erreur comme protons issus du cuivre.

Leur nombre n_{incert} calculé pour la surface observée est :

$$n_{\text{incert}} = 7,8.$$

CALCUL DE ν . — On a :

$$\nu = \frac{PS}{M} A,$$

P , parcours moyen des photoprotons (en grammes par centimètre carré);

S , surface d'émulsion examinée ($0,455 \text{ cm}^2$);

M , masse atomique du cuivre;

A , nombre d'Avogadro.

L'énergie maximum des photoprotons figure dans le tableau suivant :

Réaction.	Seuil calculé (MeV).	Seuils expérimentaux (MeV).	$E_{p\text{max}}$ (MV).	$V_{p\text{pot}}$ (MV).	E_p (MeV).
$^{63}\text{Cu}(\gamma, p)^{62}\text{Ni} \dots$	7,4	7,4 [6]	10,0	6,7	8,3
$^{63}\text{Cu}(\gamma, p)^{62}\text{Ni} \dots$	6,1	6,2 [6]	11,2	7,5	9,3

En réalité les groupes de protons des deux isotopes se superposent et l'énergie moyenne du groupe unique qu'ils constituent est $\bar{E}_p = 8,8 \text{ MeV}$ environ.

Il y correspond un parcours dans le cuivre de :

155 mg/cm^2 calculé d'après le pouvoir d'arrêt [11];

166 mg/cm^2 calculé par interpolation des courbes parcours-énergie (Al et Pb) [12].

Pour le calcul, j'adopterai la valeur moyenne :

$$\bar{P} = 0,160 \text{ g/cm}^2,$$

$$\nu = \frac{160}{63,5} \cdot 10^{-3} \times 6,05 \cdot 10^{23} \times 0,455 = 6,78 \cdot 10^{20},$$

$$\nu = 6,78 \cdot 10^{20}.$$

CALCUL DE n_γ . — On a :

$$n_\gamma = \frac{\Omega}{4\pi} \sum N_\gamma,$$

avec

$$\Omega = \frac{\Delta\Omega_0}{23} \sum_{i=1}^n f(x) g(x),$$

avec

$$f(x) = \frac{d\Omega}{d\alpha},$$

ces deux valeurs sont données par la courbe (fig. 14) [II];

$$g(x) = \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\text{moy}},$$

est donnée par la courbe de la figure 17 [II];

$$\Delta\Omega_0 = 4,13 \cdot 10^{-3} \text{ stéradian}$$

est obtenu par interpolation de la table donnant l'angle solide tétraédrique (table numérique M. Boll) :

$$\Omega = 0,73 \cdot 10^{-2} \text{ stéradian.}$$

$$n_\gamma = 4,75 \cdot 10^7 \text{ quanta}$$

en prenant la moyenne des deux valeurs mesurées :

$$\sum N_\gamma = 0,7 \cdot 10^8 \text{ quanta.}$$

VALEUR DE LA SECTION EFFICACE $\text{Cu}(\gamma, p)\text{Ni}$:

$$\begin{aligned} N_{\text{Cu}} &= 968, & N &= N_{\text{Cu}} - \frac{N_0}{2} = 559, \\ V_0 &= 818, \end{aligned}$$

Protons comptés N	559
» (n, p)	— 26,6
» perdus	+ 4,2
» incert Orig.	7,8
Protons γ, p : N	538,8

On a

$$\mathcal{N} = 4N' = 4 \times 528,8, \quad \mathcal{N} = 2115,2,$$

ce qui donne :

$$\sigma = \frac{\mathcal{N}}{\nu n_\gamma} = \frac{2115,2}{6,78 \cdot 10^{20} \times 4,75 \cdot 10^7},$$

$$\sigma = 6,6 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2.$$

Le calcul d'erreur donne :

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta \mathcal{N}}{\mathcal{N}} + \frac{\Delta n_{\gamma}}{n_{\gamma}} + \frac{\Delta v}{v}.$$

$$\frac{\Delta \mathcal{N}}{\mathcal{N}} = \frac{\Delta V'}{V'} = \frac{\sqrt{2N_{Cu}} + \sqrt{2N_0} + \Delta(N - N')}{N'} \approx 14 \text{ pour } 100.$$

$$\frac{\Delta n_{\gamma}}{n_{\gamma}} = \frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{\Delta \Sigma N_{\gamma}}{\Sigma N_{\gamma}} \approx 37 \text{ pour } 100,$$

$$\frac{\Delta v}{v} \approx 4 \text{ pour } 100.$$

d'où

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \approx 56 \text{ pour } 100.$$

L'incertitude résulte surtout de l'imprécision sur le nombre de quanta reçus par l'émulsion.

On a donc :

$$\sigma(\gamma, p) = (6 \pm 3) \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2.$$

En adoptant la valeur de Shimizu [13] :

$$\sigma(\gamma, n) = 7 \cdot 7 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2,$$

on obtient :

$$\left| \frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)} \right|_{\text{exp}} = 1,1.$$

La valeur théorique calculée au paragraphe 7, σ_{α} est :

$$\left| \frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)} \right|_{\text{théor}} = 0,6.$$

L'accord peut être considéré comme satisfaisant entre ces deux valeurs.

6. Indications sur le spectre énergétique des protons. — En raison du fait que nous avons été contraint d'utiliser comme source de photoprotons une lame de cuivre d'épaisseur supérieure au parcours maximum prévu pour ces derniers et en raison de la géométrie utilisée, il ne paraissait pas possible de déduire le spectre énergétique des statistiques nombre-parcours des protons. Mais l'absorption des γ du lithium étant négligeable dans une lame de cuivre de 359 mg/cm² les protons de parcours maximum observés dans l'émulsion correspondent à l'énergie maximum du spectre des particules émises [14]; la limite maximum de la statistique corrigée (fig. 27, 28 et 29) correspond donc à l'énergie maximum des protons. Cette énergie maximum 9 MeV n'est toutefois pas définie avec une grande précision, car d'une part les corrections de perte des trajectoires longues sortant de l'émulsion sont déjà assez importantes lorsque celles-ci ont un angle d'incidence grand dans l'émulsion, et pour les protons de faible incidence la perte d'énergie dans le cuivre intervient fortement, d'autre part le spectre énergétique auquel on peut s'attendre en admettant les théories statistiques de Weisskopf et Ewing [15]

correspond à un faible pourcentage de particules de grande énergie.



Fig. 27.

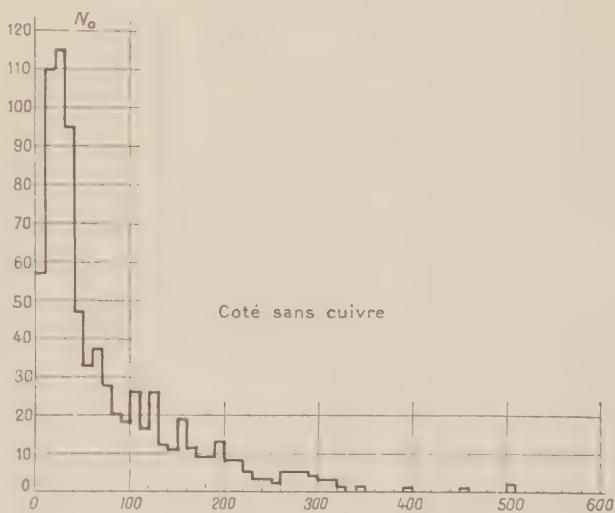


Fig. 28.

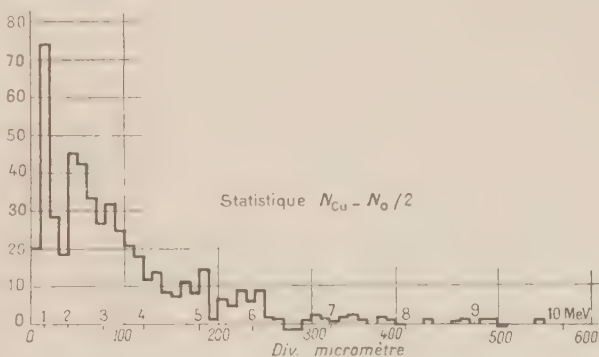


Fig. 29.

Ce résultat est en bon accord avec les valeurs maxima de l'énergie des protons des deux réactions ${}^{65}_{29}\text{Cu}(\gamma, p){}^{64}_{28}\text{Ni}$ et ${}^{63}_{29}\text{Cu}(\gamma, p){}^{62}_{28}\text{Ni}$, égales respectivement à 10,0 et 11,2 MeV (ces énergies étant les maxima calculés sans tenir compte de la barrière de potentiel).

7. Émission d'autres photoparticules. —

a. POSSIBILITÉS DE MES EXPÉRIENCES. — Étant données les faibles intensités γ dont je disposais, il n'était pas possible d'améliorer la géométrie des irradiations; en outre, pour les mêmes raisons d'intensité, la nécessité d'utiliser une source épaisse de photoprotons m'empêchait de déterminer la distribution angulaire des particules émises.

Enfin les difficultés ci-dessus et la nécessité d'utiliser même les traces courtes ne permettait pas d'effectuer de façon systématique des déterminations de densité de grains. J'ai vérifié par comptage de grains sur les traces longues issues du cuivre, qu'ils s'agissait bien de photoprotons, il n'a cependant pas été possible de voir si des pourcentages faibles d'autres particules n'étaient pas également émis.

b. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX PUBLIÉS PAR D'AUTRES AUTEURS. — Byerly et Stephens [6] utilisant les fortes intensités du bétatron de 24 MeV d'énergie maximum de l'Université de Pensylvanie (U. S. A.), étudient les photoprotons du cuivre; ils analysent la distribution angulaire, au cours de leur travail ils trouvent que d'autres particules sont émises; les intensités relatives des diverses particules de photodésintégration sont : 3,6 pour les neutrons, 1,07 pour les protons, 0,34 pour les deutons et 0,03 pour les particules α ; ils donnent ces nombres par molécule et par roentgen. Dans leurs expériences, Byerly et Stephens [5], [6] ont utilisé des numérations de grains dans les émulsions photographiques pour déterminer la nature des photoparticules émises par le cuivre. Leurs plaques ne recevaient pas le faisceau de rayons γ , ce qui facilitait beaucoup cette détermination.

En outre de la difficulté résultant du voile produit par le rayonnement arrivant directement sur les plaques, j'ai évité les dénombrements systématiques des densités linéaires de grains développés, étant donnée la grande proportion de traces courtes que j'avais dans les plaques étudiées.

Diven et Almy [16] étudient à l'aide d'un bétatron de 22 MeV les photodésintégrations de l'argent et de l'aluminium; ils utilisent également la méthode des émulsions nucléaires.

Curtis, Hornbostel, Lee et Salant [17] publient les résultats obtenus avec un bétatron de 20 MeV concernant la photodésintégration (γ, α) du rhodium.

Mann et Halpern [18], [19] utilisant également un bétatron étudient les photoprotons émis par 20 éléments

ments, leur dispositif utilise les scintillations du sulfure de zinc et un photomultiplicateur, leurs résultats pour le cuivre sont en bon accord avec ceux de Byerly et Stephens [5], [6].

Haslam, Smith et Taylor [20] ont confirmé la réaction ${}^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha){}^{61}\text{Co}$ par irradiation de cuivre au bétatron de Saskatchewan (Canada) et par séparation chimique de ${}^{61}\text{Co}$; ils trouvent une période $T = 1,642 \pm 0,003$ h plus courte que les valeurs précédemment signalées dans la littérature.

Haslam et Skarsgard [21] ont également mis en évidence la réaction (γ, α) sur le rubidium ${}^{87}\text{Rb}$.

Les expériences ci-dessus semblent présenter de grandes difficultés pour être observées avec l'intensité faible de rayonnement γ du lithium bombardé par les protons, dont on dispose à Ivry.

Les résultats de Byerly et Stephens [6] et de Mann et Halpern [19] montrent que pour des énergies γ plus élevées que celles dont nous disposions, le nombre de photodeutons est de l'ordre du tiers de celui des photoprotons. Donc s'il y a des photodeutons émis par le cuivre avec les rayons γ du lithium, nous ne pouvions pas espérer les détecter avec notre dispositif expérimental, surtout que l'on peut attendre un effet plus important de la barrière de potentiel pour diminuer la section efficace $\sigma(\gamma, d)$ à (17,6 + 14,8 MeV), par rapport à celle observée avec les rayons γ d'énergie maximum 24 MeV.

Malgré l'avantage extraordinaire du rayonnement de freinage des bétatrons quant aux intensités, il n'est pas exclu que les spectres énergétiques des photoparticules soient modifiés par d'autres études en raison de l'incertitude qui subsiste encore sur les formes des spectres continus de bétatrons.

c. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE $\text{Cu}(\gamma, d)\text{Ni}$ A 17,6 MeV EN UTILISANT LE MODÈLE STATISTIQUE NUCLÉAIRE DE WEISSKOPF-EWING. — Byerly et Stephens [5], [6] ont observé l'émission photonucléaire des deutons par le cuivre soumis au rayonnement de freinage d'un bétatron de 24 MeV, bien que l'énergie de ces deutons paraisse en accord avec la conception de l'évaporation nucléaire [15], [5], leur nombre relatif, par rapport aux photoprotons dépasse largement les prévisions résultant du modèle statistique, ces auteurs songent à l'intervention d'un processus de capture en vol de neutrons, « pick-up process ».

Il m'a semblé intéressant de calculer pour une énergie γ de 17,6 MeV [raie principale de la réaction ${}^7\text{Li}(p, \gamma)$] le spectre énergétique et la section efficace de la réaction $\text{Cu}(\gamma, d)$ en utilisant la théorie de l'évaporation [15], [22], [24].

J'ai adopté comme hypothèse simplificatrice la présence d'un seul isotope du cuivre ${}^{63}\text{Cu}$, et j'ai utilisé comme énergie de liaison du deuton dans Cu la valeur adoptée par Byerly et Stephens : 14,6 MeV; pour l'autre isotope ${}^{65}\text{Cu}$, l'énergie de

liaison est très voisine, la simplification ne nuit donc pas à la généralité du résultat (ce sont, en outre, deux noyaux à A impair).

L'intensité relative des énergies des deutons émis est donnée par la formule [22], [24] :

$$I_b(\varepsilon) d\varepsilon = \text{const.} \cdot \sigma_c(b) \omega_y(\varepsilon_{by} - \varepsilon) d\varepsilon.$$

où $\sigma_c(b)$ est la section efficace du processus inverse, ici capture d'un deuton par ^{61}Ni , les valeurs numériques utilisées ont été interpolées à partir du tableau distribué par le Professeur Weisskopf

$$I_b(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varepsilon)$$

[avec $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{cm}$ et pour deutons $\rho = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{cm}$]
 ε , énergie du deuton émis;
 $\omega_y(\varepsilon_{by} - \varepsilon)$, densité de niveaux de ^{61}Ni pour l'énergie d'excitation $E = \varepsilon_{by} - \varepsilon$;
 ε_{by} , énergie maximum des deutons émis.

Nous avons pris :

$$\omega(\varepsilon_{by} - \varepsilon) = C \exp[2\sqrt{aE}],$$

avec

$$C = 0,29 \text{ MeV}^{-1} \quad \text{et} \quad a = 1,75 \text{ MeV}^{-1} \quad [23]$$

La courbe $I_b(\varepsilon) d\varepsilon$ est représentée sur la figure 30, la courbe ne tombe pas à zéro pour 3 MeV en raison

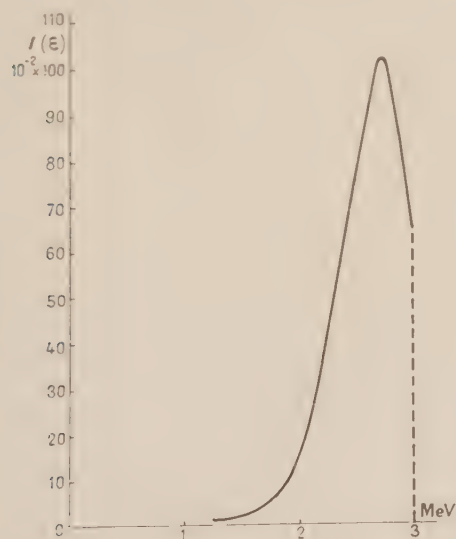


Fig. 30.

du nombre relativement faible de niveaux qui interviennent; on se trouve donc ici à l'extrême limite de validité de la théorie statistique même pour des noyaux résiduels comme le nickel qu'il est possible de considérer comme ayant un grand nombre de nucléons. Toutefois si l'on corrige la courbe obtenue (fig. 30) en joignant le maximum à zéro, la surface est relativement peu diminuée.

Le même calcul a été fait pour $h\nu = 24,6 \text{ MeV}$, la distribution énergétique des deutons est alors donnée par la courbe de la figure 31.

La comparaison des aires limitées par les courbes (fig. 30 et 31), donne en première approximation

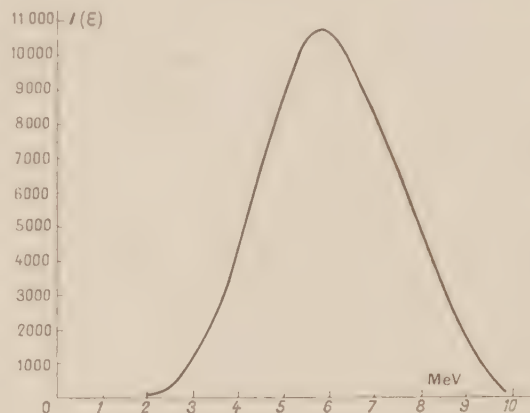


Fig. 31.

le rapport des sections efficaces $^{63}\text{Cu}(\gamma, d)^{61}\text{Ni}$ pour $h\nu = 17,6 \text{ MeV}$ et $h\nu = 24,6 \text{ MeV}$.

Si l'on adopte la valeur

$$\sigma(\gamma, n) = 1,4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \cdot \text{MeV} \quad [6]$$

pour la section efficace intégrée, la section efficace $\sigma(\gamma, d)$ intégrée sur la partie efficace du spectre du bêta-tron de 24 MeV est à partir des résultats expérimentaux :

$$\sigma(\gamma, d)_{\text{int}} = 1,4 \cdot 10^{-24} \cdot \frac{0,34}{3,6} = 0,13 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \cdot \text{MeV}. \quad [6]$$

En assimilant grossièrement la portion efficace du spectre du bêta-tron de 24 MeV à une raie γ de 24,6 MeV, on obtient une valeur semi-empirique approchée de la section efficace $\text{Cu}(\gamma, d)\text{Ni}$ à 17,6 MeV.

$$\sigma(\gamma, d)_{17,6} \approx \frac{\sigma(\gamma, d)_{\text{int}}}{E_{\gamma \text{ max}} - E_{\gamma \text{ seuil}}} \left[\frac{\int_0^{\varepsilon_{\text{max}}} I(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_{\text{max}}} I(\varepsilon) d\varepsilon} \right]_{17,6}^{24,6},$$

avec

$$E_{\gamma \text{ max}} - E_{\gamma \text{ seuil}} = 24,6 - 14,6 = 10 \text{ MeV}.$$

Ceci donne :

$$\sigma(\gamma, d)_{17,6} = \frac{0,13}{10} \cdot \frac{6,07 \cdot 10^{-2}}{4 \cdot 10^3} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 1,9 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2.$$

L'intégration des expressions :

$$\left[\int_0^{\varepsilon_{\text{max}}} I(\varepsilon) d\varepsilon \right]_{17,6} = 0,639 \cdot 10^{-26} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2$$

et

$$\left[\int_0^{\varepsilon_{\text{max}}} I(\varepsilon) d\varepsilon \right]_{24,6} = 41050 \cdot 10^{-26} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2$$

a été effectuée graphiquement par pesée des courbes.

Dans le calcul précédent, j'ai assimilé la portion efficace du spectre du bétatron de 24 MeV (d'énergie maximum) de l'Université de Philadelphie à une raie de 24,6 MeV, donc la valeur expérimentale de la seconde intégrale doit être en réalité plus faible, ce qui a pour résultat d'accroître la valeur de la section efficace $\sigma(\gamma, d)_{17,6}$.

Soulignons, en outre, que ce calcul a été fait pour simplifier sur la raie principale $E_{h\nu} = 17,6$ MeV de la radiation γ du lithium bombardé par les protons de résonance. Donc, en réalité, l'intégrale figurant en numérateur devrait en toute rigueur être remplacée par la somme pondérée de deux intégrales : une correspondant à la raie principale qui figure ici et une autre représentant l'effet (γ, d) de la raie secondaire de 14,8 MeV, mais cette raie a une énergie moyenne de 14,8 MeV et le seuil calculé de la réaction $\text{Cu}(\gamma, d)\text{Ni}$ est voisin de 14,6 MeV, le rendement en photodeutons de cette raie est tout à fait négligeable du fait de la barrière de potentiel. Cette façon de procéder est donc tout à fait justifiée.

Étant donnée la faible section efficace prévisible pour la réaction $\text{Cu}(\gamma, d)\text{Ni}$ avec le rayonnement γ , il était tout à fait exclu que je puisse l'observer avec l'accélérateur de protons d'Ivry.

AUTRE MÉTHODE DE CALCUL. — Le Professeur Weisskopf ayant remis au Professeur Joliot un réseau de courbes F_b qu'il a calculé pour les neutrons, les protons et les particules α , j'ai calculé deux points de la courbe F_b pour les deutons :

$$F_b = \frac{2M_0}{h^2} \int_0^{\varepsilon_b} \varepsilon \sigma_{cb}(\varepsilon) C e^{2\sqrt{a(\varepsilon_b - \varepsilon)}} d\varepsilon,$$

soit $K = \frac{2M_0}{h^2}$ le coefficient numérique pour les deutons en adoptant comme unité les centimètres carrés et les mégaelectrons-volts, la valeur numérique de cette constante est :

$$\begin{aligned} K &= \frac{2M_0}{h^2} = 2 \frac{M_0}{m} \frac{1}{mc^2} \left(\frac{1}{h} \right)^2 \\ &= 2(2 \times 1840) \left(\frac{1}{0,511} \right) \left(\frac{1}{3,9 \cdot 10^{-11}} \right)^2, \\ K &\approx 9,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-26} \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^2. \end{aligned}$$

On a donc :

$$F_d(\varepsilon = 17,6 \text{ MeV}) = 9,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-26} \left[\int_0^{\varepsilon_b} I(\varepsilon) d\varepsilon \right]_{17,6},$$

$$F_d(\varepsilon = 24,6 \text{ MeV}) = 9,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-26} \left[\int_0^{\varepsilon_b} I(\varepsilon) d\varepsilon \right]_{24,6}.$$

On obtient :

$$\begin{aligned} F_d(\varepsilon = 17,6 \text{ MeV}) &= 6,07 \cdot 10^{-27}, \\ F_d(\varepsilon = 24,6 \text{ MeV}) &= 3,89 \cdot 10^{-27}. \end{aligned}$$

Il est alors possible de calculer d'après le modèle statistique les sections efficaces des différentes réactions photonucléaires sur le cuivre, à l'aide des deux points de la courbe $F_d(\varepsilon_d)$ calculés ci-dessus et des courbes F_b de Weisskopf (fig. 32).

J'adopte comme valeurs des énergies de liaison des différentes particules les nombres donnés par Byerly et Stephens [6].

Neutrons.....	10,9 MeV
Protons.....	6,2
Deutons.....	14,6

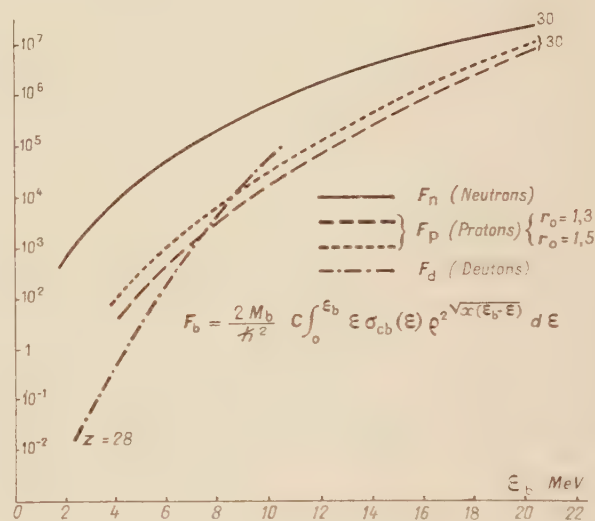


Fig. 32.

α . Raie de 17,6 MeV :

$$\begin{aligned} \sigma_{17,6}(\gamma, n) &\sim \frac{F_n(6,7)}{F_n(6,7) + F_p(11,4) + F_d(3)} = 0,4, \\ \sigma_{17,6}(\gamma, p) &\sim \frac{F(p)}{|\Delta|} = 0,6, \\ \sigma_{17,6}(\gamma, d) &\sim \frac{F(d)}{|\Delta|} = 0,6 \cdot 10^{-5}, \end{aligned}$$

avec

$$|\Delta| = F_n(6,7) + F_p(11,4) + F_d(3);$$

ceci donne les rapports :

$$\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)} = 0,67, \quad \frac{\sigma(\gamma, d)}{\sigma(\gamma, p)} = 10^{-5}.$$

β . Raie de 24,6 MeV :

$$\sigma_{24,6}(\gamma, n) \sim \frac{F_n(13,7)}{|\Delta'|} = 0,5,$$

$$\sigma_{24,6}(\gamma, p) \sim \frac{F_p(18,4)}{|\Delta'|} = 0,5,$$

$$\sigma_{24,6}(\gamma, d) \sim \frac{F_d(10)}{|\Delta'|} = 0,66 \cdot 10^{-5},$$

avec

$$|\Delta'| = F_n(13,7) + F_p(18,4) + F_d(10),$$

ce qui donne :

$$\frac{\sigma_{21,6}(\gamma, n)}{\sigma_{21,6}(\gamma, p)} \sim 1, \quad \frac{\sigma_{21,6}(\gamma, d)}{\sigma_{21,6}(\gamma, p)} = 1,3 \cdot 10^{-2}.$$

Les rapports de sections efficaces à 17,6 MeV permettent d'avoir à partir de la section efficace expérimentale obtenue dans ces expériences une autre valeur de la section efficace (γ, d) sur le cuivre :

$$\sigma_{17,6}(\gamma, d) = \left[\frac{\sigma_{21,6}(\gamma, d)}{\sigma_{21,6}(\gamma, p)} \right]_{\text{théor}} \sigma_{21,6}^{\text{exp}}(\gamma, p)$$

en prenant :

$$\sigma_{21,6}^{\text{exp}}(\gamma, p) = 6 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$$

on obtient :

$$\sigma_{17,6}(\gamma, d) = 6 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2.$$

Les valeurs ainsi obtenues par deux méthodes différentes, en utilisant les résultats expérimentaux de Byerly et Stephens : $1,9 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$ et les mesures de mes expériences sur la réaction $\text{Cu}(\gamma, p)\text{Ni}$: $6 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$, peuvent être considérées comme en bon accord si l'on tient compte des approximations faites dans le calcul et des approximations théoriques résultant de l'application de la théorie de Weisskopf pour des excitations maxima faibles du nucléide résiduel.

8. Conclusions et prévision d'expériences. —

La méthode des différences statistiques m'a permis de mettre en évidence l'effet photonucléaire avec émission de protons dans le cas où le noyau résiduel est stable. Étant données les faibles intensités γ

dont on dispose avec la cible de lithium bombardée par les protons, ce projet d'expériences pouvait sembler d'une audace excessive, j'ai néanmoins montré, que même avec ces faibles intensités, les deux raies γ fournies par le lithium pouvaient être utilisées pour l'étude des photoparticules.

Byerly et Stephens [5], [6] ont publié un certain nombre de caractéristiques des réactions de photodésintégrations du cuivre à l'aide d'intensités incomparablement plus grandes fournies par un bétatron de 24 MeV.

Il serait cependant intéressant de reprendre et d'améliorer mes expériences avec les rayons γ de $\text{Li}(p, \gamma)$ pour préciser la nature des photoparticules, leur spectre énergétique et leur distribution angulaire, ce qui fournirait des renseignements sur ces réactions provoquées par des énergies γ bien définies; on éviterait ainsi la difficulté résultant de la forme plus ou moins bien établie des spectres de bétatrons.

Il conviendrait d'utiliser une géométrie mieux définie et surtout d'irradier des substances en feuilles minces. Il ne paraît pas impossible d'y parvenir, mais la fréquence des phénomènes nucléaires observés sera considérablement réduite, ce qui nécessitera des mesures longues et délicates et, par conséquent, des équipes nombreuses d'observateurs très expérimentés.

L'ensemble de ce travail a été effectué sous la direction de M. le Professeur Joliot auquel je tiens à exprimer ma très vive reconnaissance.

Manuscrit reçu le 30 décembre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

- Réaction (γ, p) sur le cuivre.
- [1] CHASTEL. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 55 S.
 - [2] DEVONS. — *Excited States of Nucl.* Cambridge University Press, 1949, p. 47.
 - [3] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 2020.
 - [4] WÄFFLER et YOUNIS. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 614.
 - [5] BYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 54.
 - [6] BYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 473.
 - [7] VIGNERON et BOGAARDT. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 283.
 - [8] MEULEMANS, OCCHIALINI et VINCENT. — *Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 341.
 - [9] EVANS. — *Phys. Rev.*, 1934, **45**, 29.
 - [10] CURIE I. — *J. Physique Rad.*, 1946, **7**, 313.
 - [11] LIVINGSTON et BETHE. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 272.
 - [12] GREGOIRE et JOLIOT-CURIE. — *Const. Select. Phys. Nucl.* Hermann, Paris, 1948.
 - [13] SHIMIZU. — *Mem. Col. Soc. Kyoto*, 1949, A **25**, 193.
 - [14] LIVINGSTON et BETHE. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 284.
 - [15] WEISSKOPF et EWING. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 472.
 - [16] DIVEN et ALMY. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 242 A; 1950, **80**, 407.
 - [17] CURTIS, HORNBOSTEL, LEE et SALANT. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 290.
 - [18] MANN et HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 318 A.
 - [19] MANN et HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 733.
 - [20] HASLAM, SMITH et TAYLOR. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1951, **26**, n° 5, p. 6.
 - [21] HASLAM et SKARSGARD. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 479.
 - [22] BLATT et WEISSKOPF. — *The theory of Nucl. React. O. N. R. techn. rep.*, 1950, **42**, 54.
 - [23] Ces valeurs ont été interpolées à partir du tableau, p. 60, [22].
 - [24] JOLIOT F. — *Cours Collège de France*, Paris, 1949-1950.

CHAPITRE V.

MESURE DE L'INTENSITÉ DU RAYONNEMENT GAMMA PRODUIT PAR LA RÉACTION ${}^7_3\text{Li} (p, \text{Gamma}) {}^8_4\text{Be}$ AVEC ACCÉLÉRATEUR DE 600 KV

par

Raymond CHASTEL

Docteur ès Sciences

INTRODUCTION

Les mesures décrites ici sont exposées, non pas en raison de la précision des résultats obtenus, mais pour souligner les difficultés d'une telle mesure qui a été tentée par de nombreux auteurs par des méthodes très diverses, et, d'autre part, pour donner une idée des moyens qu'il est possible d'utiliser lorsque des difficultés analogues se présentent.

Ces difficultés résultent d'une part des faibles sections efficaces des phénomènes nucléaires utilisés, d'autre part, de la faible intensité du rayonnement à étudier. Il en résulte la nécessité d'employer une mauvaise géométrie, des sources radioactives larges et épaisses, et de mesurer des activités de faible intensité et de période courte ($T = 10,5$ min).

I. — QUELQUES MÉTHODES DE MESURE ENVISAGÉES

1. COMPTEURS ET CHAMBRES D'IONISATION A EFFICACITÉ CALCULÉE THÉORIQUEMENT.

Ces méthodes générales ont été décrites en détail dans un important article [1] qui ne sera pas analysé ici. Il convient cependant de signaler : les calculs d'efficacité de compteurs gamma de N. Marty [2] pour des énergies plus faibles que celles qui nous intéressent ici, les méthodes de détermination d'efficacité des compteurs gamma par coïncidence de R. Cohen [3] et la détermination de l'intensité absolue des rayons gamma de P. Savel [4] à l'aide d'une chambre d'ionisation reliée à une lampe électromètre, appareil actuellement en fonctionnement au Laboratoire de Chimie Nucléaire que nous avons eu l'occasion d'utiliser; cet appareil permet pratiquement de mesurer des rayonnements gamma d'énergie allant jusqu'à 2 MeV. Cette méthode a également été utilisée au Laboratoire par Tsien San Tsiang [5].

Enfin les compteurs à efficacité calculée ont été utilisés par Bothe, Gentner [6], l'équipe de Zurich [7], Shimizu [8] et de nombreux autres auteurs pour déterminer l'intensité absolue du rayonnement gamma du lithium bombardé par les protons.

Le calcul de l'efficacité de ces compteurs exposé en particulier dans [1] nécessite des calculs compliqués utilisant de nombreuses approximations. D'autre part il fait intervenir de nombreuses données de physique nucléaire qui ne semblent pas encore connues avec toute la précision désirable (parcours d'électrons dans la matière, diffusion des rayons gamma et bêta, etc...).

Les chambres d'ionisation à paroi épaisse de graphite ont également été utilisées dans de nombreux cas. M. D. H. Wilkinson nous a aimablement communiqué le dessin d'une telle chambre construite par M. Barnes et en fonctionnement au Cavendish Laboratory à Cambridge (Angleterre).

Qu'il trouve ici l'expression de nos vifs remerciements.

L'efficacité de cette chambre d'ionisation a été calculée à Cambridge d'après la publication de Lax [9]. L'intérêt d'un tel dispositif réside dans la simplicité du fonctionnement de l'appareil de mesure; en outre sa courbe d'efficacité en fonction de l'énergie gamma peut être vérifiée en certains points, par exemple par numération des rayons α de la réaction $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha) ^{16}\text{O}$ en même temps que les rayons gamma de desexcitation de ^{16}O .

La chambre d'ionisation du C.E.A. utilisée ici comme moniteur répond partiellement aux besoins des mesures relatives, sans toutefois avoir une efficacité optimum.

2. COMPTEURS EN COÏNCIDENCE

Cette méthode consiste à compter les électrons Compton et les paires créées dans un radiateur à l'aide d'un système de compteurs en coïncidence. On peut absorber une partie de l'énergie des électrons produits entre les deux détecteurs en coïncidence de façon à compter uniquement les rayons β correspondant à une énergie gamma supérieure à un seuil choisi.

Cette méthode est décrite en détail dans l'article de Fowler Lauritsen [1]. Nous avons fait un montage identique à celui décrit dans cette dernière publication, avec un amplificateur à coïncidence possédant un temps de résolution acceptable, mais étant donné le nombre faible de coïncidences par minute avec l'intensité gamma à mesurer, le fonctionnement était perturbé par les impulsions électrostatique du tube accélérateur de protons.

La difficulté rencontrée pour réaliser un blindage électromagnétique satisfaisant nous a déterminé à abandonner cette méthode.

3. UTILISATION DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS. DEUTÉRIUM

Pour mesurer l'intensité du rayonnement gamma on peut songer à utiliser la photodésintégration d'éléments dont on a déjà fait la mesure absolue de la section efficace de photodésintégration. En admettant la courbe théorique de variation de la section efficace en fonction de l'énergie, on peut alors calculer l'efficacité d'un tel détecteur pour un rayonnement gamma d'énergie connue. Outre l'insécurité résultant de cette courbe théorique, cette méthode présente de sérieuses difficultés.

D'une part, la section efficace diminue fortement aux grandes énergies, d'autre part, la réalisation de la mesure se heurte à de grandes difficultés expérimentales.

a) *Dénombrement des photoprotons dans des émulsions nucléaires*

Il est assez difficile de faire entrer des quantités importantes de deutérium dans l'émulsion [10]. Le meilleur procédé semble être celui de Alexandrova [11] consistant à dessécher l'émulsion dans une étuve et à la plonger immédiatement après dans l'eau lourde. De toute façon il est difficile de connaître avec précision la concentration en deutérium. En outre les protons de photodésintégration du deutérium sont mélangés à des protons ayant d'autres origines (photoprotons des éléments de l'émulsion, protons projetés par les neutrons résiduels).

Quelques irradiations ont été faites avec des émulsions Ilford fabriquées spécialement avec un sel contenant de l'eau lourde comme eau de cristallisation, mais ces émulsions étant fortement hygroscopiques, elles nous ont permis d'observer les photoprotons de la réaction $^2\text{H}(\gamma, \text{p}) ^1\text{n}$. Nous n'avons cependant pas utilisé cette méthode pour des mesures quantitatives.

b) *Dénombrement des photoneutrons produits dans une masse liquide d'eau lourde.*

Une tentative de mesure a été faite à l'aide de 470 cm³ d'eau lourde prêtée par le Laboratoire de Chimie-Nucléaire, qui étaient placés dans un récipient rigoureusement étanche entourant le porte-cible de l'accélérateur; l'ensemble était disposé au centre d'une grande cuve cylindrique remplie d'eau. Les neutrons ralentis dans l'eau étaient détectés avec quatre détecteurs au dysprosium [pour ^{163}Dy , $\sigma = 749 \cdot 10^{-24}$ cm², $T = 2,4$ h; le dysprosium étant sous forme de Dy_2O_3]. Une feuille de polyvinyle séparait le récipient à eau lourde de l'eau ordinaire de la cuve, pour éviter tout mélange accidentel des deux liquides; l'eau ordinaire avait été au préalable fortement colorée en rouge pour pouvoir repérer d'éventuelles fuites. La feuille de polyvinyle permettait en même temps l'isolement électrique du porte-cible pour mesurer l'intensité du faisceau de protons. Deux irradiations de 1 heure ont été faites dans ces conditions avec une tension d'accélération de 100 kV et une intensité du faisceau de protons de 200 μA .

Le nombre des photoneutrons prévu par un calcul grossier était de 300 par minute, il paraissait

à la limite des possibilités expérimentales de détection (l'efficacité absolue du système de détecteurs devait être déterminée avec une source de neutrons $Ra + Be$ de 500 mC) et il était prévu de remplacer l'eau de la cuve par une solution de sulfate de manganèse ou du permanganate de calcium, l'activité étant ensuite mesurée en précipitant le bioxyde de manganèse après brassage énergétique de la solution [12], [13], [14], [15]. Ces dernières méthodes sont capables de détecter 1 neutron par seconde environ.

Le nombre de neutrons parasites émis par le tube n'était pas déterminé de façon précise pour le « protonium » au moment où ces expériences ont été effectuées. Nous avons donc fait une expérience de contrôle en remplaçant l'eau lourde par un volume égal d'eau ordinaire et déterminé ainsi l'importance des neutrons résiduels.

Dans ces différents cas les activités initiales étaient faibles quoique mesurables. Mais l'effet des neutrons résiduels était trop important même en alimentant la source du tube accélérateur en « protonium ».

Les différences entre l'activité du dysprosium obtenue avec l'eau lourde et l'activité obtenue avec l'eau ordinaire étaient du même ordre que les fluctuations statistiques des mesures.

Il semblait peu probable d'obtenir des résultats satisfaisants en augmentant le volume d'eau lourde utilisée. Nous tenons à remercier vivement M. Halban pour les diverses discussions que nous avons eu avec lui à propos de ces expériences.

4. AUTRES MÉTHODES RÉCENTES

a) *Numération des électrons Compton et des paires β^+ , β^- dans les émulsions nucléaires à électrons.*

La récente mise au point des émulsions sensibles aux particules au minimum d'ionisation semble permettre leur emploi pour ces mesures, toutefois le comptage absolu des traces d'électrons de grande énergie paraît comporter de sérieuses difficultés.

b) *Compteur G.M. avec radiateur mince de plomb*

Hough [16] a décrit une méthode très intéressante basée sur les récentes mesures de section efficace pour les électrons Compton et la production de paires β^+ β^- dans le plomb aux grandes énergies. Elle exige toutefois un champ magnétique établi dans un grand volume. Nous avons effectué récemment quelques essais de cette méthode sans champ magnétique; ils n'ont pas permis d'obtenir des résultats quantitatifs.

c) *Compteurs à scintillations*

La mise au point relativement récente des compteurs à cristaux fluorescents ou à scintillations associées à des photomultiplicateurs d'électrons permet des comptages absolus de rayons β secondaires avec des discriminateurs électroniques. Mann et Halpera [17] les ont déjà utilisés pour étudier les photoprotons. La même difficulté résultant des parasites électromagnétiques gênants pour les circuits électroniques, subsiste.

II. — DISCUSSION DU CHOIX DE LA MÉTHODE

Les difficultés décrites dans le chapitre précédent nous ont conduit à songer à une méthode de mesure utilisant l'effet photonucléaire lui-même. Ceci permet d'éviter partiellement toutes les complications résultant de parasites électromagnétiques et des productions directes d'électrons par le rayonnement.

La réaction ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}$ a été choisie en raison du nombre assez grand de déterminations de sa section efficace. En outre la période de

${}^{62}\text{Cu}$ ($T = 10,5$ min.) est très commode, et la section efficace est relativement grande.

Au surplus il est possible d'éliminer l'effet des neutrons.

La difficulté réside dans le comptage absolu des nombres de désintégrations β^+ du ${}^{62}\text{Cu}$ formé.

La méthode utilisée ici est d'une mise en œuvre facile. Elle ne nécessite pas d'appareillage compliqué, et elle est susceptible d'améliorations en utilisant un compteur 4π [18].

III. — MESURES

1. PRINCIPE DE LA MESURE

Le principe de la mesure est le suivant : un disque de cuivre est irradié dans des conditions géométriques bien déterminées, et on compte les positons du $^{62}_{29}\text{Cu}$ résultant de la réaction (γ, n) .

Le mode opératoire a été décrit en détail par Shimizu [8], [19] qui a étudié par mesure de la radioactivité β induite les réactions $^{63}_{29}\text{Cu}$ (γ, n) $^{62}_{29}\text{Cu}$ et $^{92}_{42}\text{Mo}$ (γ, n) $^{91}_{42}\text{Mo}$. Des mesures semblables ont également été faites par divers auteurs en particulier Hirzel et Wäffler [7], mais il semble que le dispositif géométrique et l'étude des termes correctifs des mesures de Shimizu soit préférables.

Ces divers auteurs ont utilisé cette méthode pour mesurer les sections efficaces des réactions étudiées, ici nous l'utilisons au contraire pour mesurer l'intensité du rayonnement γ considérant comme une constante admise la section efficace σ de la réaction $^{63}_{29}\text{Cu}$ (γ, n) $^{62}_{29}\text{Cu}$ pour le rayonnement gamma de résonance du lithium. Cette section efficace est prise très fréquemment comme étalon secondaire pour les mesures de sections efficaces de photo-désintégrations.

La seule modification du mode opératoire est que Shimizu a utilisé un compteur considéré comme compteur 2π . Nous, nous avons utilisé la méthode de l'angle solide défini Ω [20], [3]. L'angle solide effectif Ω de notre dispositif a été mesuré expérimentalement à l'aide d'une source de ^{32}P étalonnée avec le compteur 4π de Suzor et Charpak [21].

La précision de nos mesures peut donc être ultérieurement accrue en utilisant sur place à Ivry un compteur 4π et en mesurant ainsi directement l'activité de $^{62}_{29}\text{Cu}$. La précision de cette détermination est limitée d'une part, par les incertitudes inhérentes aux mesures absolues de désintégrations β , [3] et, d'autre part, par les corrections résultant de l'utilisation d'une source épaisse et large.

Le dispositif de mesure comportant un compteur cloche type G.M. 4 n° 3439 est photographié figure 1. Nous avons utilisé pour ces mesures deux moniteurs simultanés, une chambre d'ionisation et un disque de cuivre pur (N° 8C) de 1829, 4 mg/cm² de dimensions $\Phi = 25$ mm, épaisseur $e = 2$ mm.

L'expérience consistait à irradier pendant 10 minutes en maintenant aussi constantes que

possible la tension V et l'intensité de l'accélérateur. On notait pour chaque minute d'irradiation l'intensité moyenne γ mesurée par la chambre d'ionisation $= I_\gamma$. (cette moyenne était le résultat de 2 à 4 lectures pendant la minute considérée). L'activité ramenée à la fin d'irradiation était mesurée



Fig. 1.

pour le disque de mesure et le disque moniteur à la même position avec le même dispositif de compteurs. L'utilisation simultanée de deux ensembles compteur G.M.-échelle de 100 aurait facilité les mesures et amélioré un peu la précision.

La mesure permet donc du même coup d'étalonner la chambre d'ionisation utilisée comme moniteur et de vérifier sa courbe de réponse en fonction de l'intensité gamma (mesurée par l'activité du disque moniteur).

2. ANGLE SOLIDE D'IRRADIATION

On a avec la géométrie indiquée figure 2 :

$$\frac{\omega(a)}{4\pi} = \frac{2\pi}{4\pi} (1 - \cos \alpha) = \frac{1 - \cos \alpha}{2} = 0,3487$$

$$\text{tg } \alpha = \frac{12,5}{4} = 3,125 \quad \alpha = 72^\circ 15' 30'' \quad \cos \alpha = 0,30348$$

Le nombre de noyaux actifs formés dans le détecteur pendant le temps d'irradiation infiniment petit dt est :

$$dA = \sigma m N_{\gamma} \frac{\omega(a)}{4\pi} S da dt$$

σ : section efficace $^{63}_{29}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}_{29}\text{Cu}$.

m : nombre d'atomes $^{63}_{29}\text{Cu}$ par cm^3 de cuivre.
nombre total de quanta émis par minute par la cible de lithium dans l'angle solide total.

S : surface du détecteur $S = \frac{\pi\Phi^2}{4}$ ($\Phi = 2,5 \text{ cm.}$)

da : épaisseur du détecteur en cm.

Pour l'irradiation d'un disque épais, il conviendrait d'intégrer par rapport à a mais comme en réalité la mesure se fait sur un disque infiniment mince puisque l'activité spécifique est déterminée

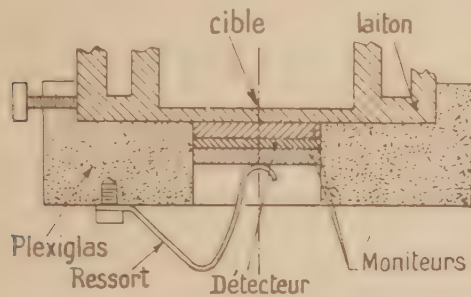


FIG. 2.

pour une masse superficielle tendant vers zéro, c'est-à-dire une épaisseur de disque $da \rightarrow 0$, on peut admettre que l'angle solide $\omega(a)$ est constant pour toute l'épaisseur du disque, ceci est équivalent au calcul de Shimizu, mais ici le calcul numérique est notablement plus simple.

Remarque. — L'angle solide d'irradiation $\frac{\omega(a)}{4\pi}$

a été calculé en admettant une source gamma ponctuelle, or l'impact des protons sur la cible a environ 10 mm de diamètre.

On pourrait faire un calcul en admettant une source large (un calcul semblable a été fait par Winand pour l'irradiation d'une émulsion nucléaire par une source large de polonium [22]; encore n'a-t-il calculé que l'intensité du rayonnement en un point situé sur l'axe d'un système géométrique semblable).

Ce calcul compliqué n'aurait pas une grande signification physique car on ne connaît pas la répartition d'intensité du faisceau de protons sur la surface irradiée de la cible.

Il convient donc de souligner ici l'imprécision assez importante de la détermination de cet angle solide. Un accroissement de la distance d'irradia-

tion des détecteurs d aurait amélioré la géométrie, mais ici encore on était limité par la faible intensité du rayonnement gamma.

3. ACTIVITÉS DES DÉTECTEURS

Si l'irradiation a lieu pendant le temps T à intensité constante le nombre de noyaux actifs formés A est :

$$A = \sigma m N_{\gamma} \frac{\omega(a)}{4\pi} S da \int_0^T e^{-\lambda(T-t)} dt$$

$$A = \sigma m N_{\gamma} \frac{\omega(a)}{4\pi} S da \frac{1 - e^{-\lambda T}}{\lambda}$$

Si l'intensité n'est pas constante pendant l'irradiation $N_{\gamma} = N_{\gamma}(t)$ on a :

$$A = \sigma m \frac{\omega(a)}{4\pi} S da \int_{t_1}^{t_2} N_{\gamma}(t) e^{-\lambda(T-t)} dt$$

Pratiquement les irradiations étaient de 10 minutes. On faisait la mesure de $N_{\gamma}(t) = KI_{\gamma}(t)$ à chaque minute (on peut considérer $N_{\gamma}(t)$ constant pendant chaque minute).

Le nombre d'atomes formés pendant la $i^{\text{ème}}$ intervalle de une minute comptée à partir du début d'irradiation est :

τ = intervalle de mesure = 1 minute,

$$A_i = \sigma m \frac{\omega(a)}{4\pi} S da \frac{1 - e^{-\lambda \tau}}{\lambda}$$

le nombre d'atomes qui restent en fin d'irradiation, c'est-à-dire après (10- i) minute de désintégration est :

$$A_i = \sigma m \frac{\omega(a)}{4\pi} S da \frac{1 - e^{-\lambda \tau}}{\lambda} N_{\gamma}(i) e^{-\lambda(10-i)\tau}$$

Le nombre total de noyaux ^{62}Cu en fin d'irradiation est :

$$A^0 = \frac{\omega(a)}{4\pi} \sigma m S da \frac{1 - e^{-\lambda \tau}}{\lambda} \sum_{i=1}^{10} N_{\gamma}(i) e^{-\lambda(10-i)\tau} \quad (1)$$

Les mesures d'activité des détecteurs irradiés pendant 10 minutes étaient commencées 2 minutes après la fin d'irradiation et les désintégrations étaient comptées pendant les 10 minutes suivantes. Dans ces conditions le nombre de désintégrations de $^{62}_{29}\text{Cu}$ ayant lieu dans le détecteur pendant le temps de mesure est :

$$n = A^0 e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda \theta})$$

$$t_1 = 2 \text{ minutes}$$

$$\theta = 10 \text{ minutes}$$

$$\lambda = \frac{0,693}{10,5} = 0,660 \text{ min.}^{-1}$$

Pendant l'irradiation la variation de l'intensité gamma était suivie à la chambre d'ionisation,

l'amplificateur étant utilisé à la sensibilité 5 volts. Donc en définitive on a :

$$n = \frac{\omega(a)}{4\pi} \sigma m S da \frac{1 - e^{-\lambda t_1}}{\lambda} e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda t_2}) \sum_{i=1}^{10} N_{\gamma}(i) e^{-\lambda(10-i)\tau} \quad (2)$$

4. CORRECTIONS DE SOURCE LARGE

Pour déterminer ce facteur de correction, j'ai fait des comptages avec une source de RaE excentrée d'une distance x par rapport à l'axe du compteur G.M. (plateau porte-détecteur en position IV). Les activités rapportées à l'activité avec la source située sur l'axe ($x=0$) sont indiquées dans le tableau suivant; elles sont convenablement représentées par la fonction :

$Y = 1 - 1,306 \cdot 10^{-3} x^2$ (aux erreurs de mesures près).

x	ACTIVITÉ MESURÉE	Y
0 mm	1	1
2 mm	0,990	0,994
4 mm	0,982	0,979
6 mm	0,954	0,952
8 mm	0,917	0,916
10 mm	0,868	0,869
12 mm	0,821	0,811

L'activité mesurée pour une source large d'activité par unité de surface a est :

$$A = a \int_0^R 2\pi x Y dx = \pi R^2 a \left(1 - \frac{K}{2} R^2\right)$$

L'activité réelle de la source est : $\pi R^2 a$.

Facteur de correction :

$$\beta_1 = \frac{\pi R^2 a}{\pi R^2 a \left(1 - \frac{K}{2} R^2\right)} = \frac{1}{1 - \frac{K}{2} R^2}$$

$$\beta_1 = \frac{\text{activ. réelle}}{\text{activ. mesurée}} = 1,115 \pm 0,05.$$

5. CORRECTIONS D'ABSORPTION PAR LA FENÊTRE DU COMPTEUR ET EFFET DE L'AIR

Le compteur G.M. 4 utilisé a une fenêtre d'aluminium de 6 mg/cm². L'absorption de l'aluminium a été déterminée avec le support de compteur et la géométrie utilisée pour trois rayonnements. Les

Ecran Al en mg/cm ² + air	³² P E $\beta_{\max}$ = 1,7 MeV IV	⁶² Cu [2] E $\beta_{\max}$ = 2,6 MeV III	RaE E $\beta_{\max}$ = 1,17 MeV IV
0,00	1,114 (1)	1,052 (1)	—
10,15	1,000	1,000	1,000
15,45	0,950	0,967	—
23,75	0,866	0,930	0,750
29,05	0,806	—	—
27,71	—	0,893	0,607
64,15	—	—	0,398
118,15	—	—	0,186
171,95	—	0,570	0,089

(1) Valeurs extrapolées.
(2) KATZ, PENFOLD, MODY, HASLAM, JOHNS, *Physi. Rev.*, 77,289, 1950.

résultats figurent dans le tableau ci-dessous et sur les courbes (fig. 3).

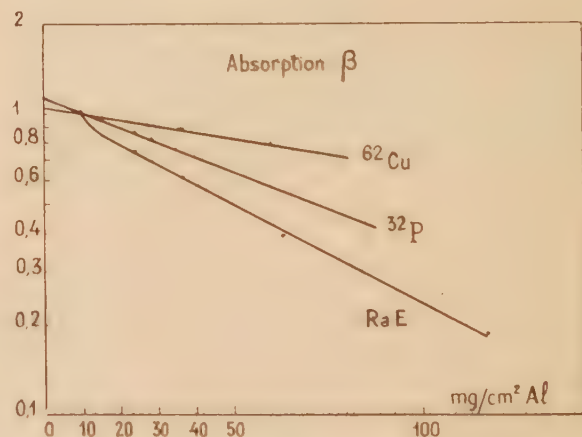


FIG. 3.

Les coefficients de corrections sont les suivants :

Pour ³²P : $\beta_{\text{abs.}}^{\text{P}} = \frac{\text{activ. réelle}}{\text{activ. mesurée}} = 1,114 \text{ à } 2\%.$

Pour ⁶²Cu : $\beta_{\text{abs.}}^{\text{Cu}} = \frac{\text{activ. réelle}}{\text{act. mesurée}} = 1,052 \text{ à } 2\%.$

L'épaisseur d'air traversée est assimilée à 4,15 mg/cm² d'aluminium [23].

6. EFFICACITÉ DU DISPOSITIF DE COMPTAGE POUR UNE SOURCE β PONCTUELLE

La mesure de l'efficacité du dispositif de comptage de désintégrations β a été faite avec une source de ^{32}P ponctuelle disposée entre deux feuilles minces d'aluminium de $1,4 \text{ mg/cm}^2$. La préparation de cette source et sa mesure absolue a été faite par Charpak, que nous remercions bien amicalement. La détermination du nombre de rayons β émis dans tout l'angle solide a été fait avec le compteur 4π [18], [21], mesure qui a donné $A' = 8.700 \text{ c/minute}$ ($\pm 3\%$).

La mesure de la même source faite à Ivry avec notre dispositif de compueur β a donné :

MESURE	TEMPS DE DÉCROIS- SANCE	MESURE IVRY	TEMPS DE MESURE	MESURE RAMENÉE à $t = 0$
N° 1	4,66 j.	$129,0 \pm 4,7$	12 min.	160,7
N° 2	4,78 j.	$119,0 \pm 1,6$	100 min.	149
N° 3	5,58 j.	$118,6 \pm 1,8$	70 min.	153,5
N° 4	6,80 j.	$106,0 \pm 1,6$	100 min.	146

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi}{4\pi} (1 - \cos \alpha) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \alpha}} \right] = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varnothing^2}{4d^2}}} \right]$$

soit : $\frac{\Omega}{4\pi} = 0,026.$

La différence de 35 % environ entre ces deux déterminations montre que l'hypothèse faite d'une isotropie de comptage du rayonnement β n'est pas pleinement vérifiée. D'autre part l'angle solide calculé n'est pas défini d'une façon très précise en raison de l'épaisseur du diaphragme de 3 mm de laiton limitant l'angle solide de comptage, et de la diffusion des rayons β sur ses bords. En outre l'efficacité du compteur cloche n'est pas constante sur toute la surface de la fenêtre.

On peut donc adopter la valeur expérimentale de l'angle solide relatif mais en majorant l'erreur résultant des mesures :

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 0,020 \pm 0,006$$

Ceci met l'accent sur la difficulté des mesures par la méthode de l'angle solide défini.

7. CORRECTIONS DE SOURCE ÉPAISSE (AUTO-ABSORPTION DU RAYONNEMENT, RÉTRO-DIFFUSION DES RAYONS β^+ DE $^{62}_{29}\text{Cu}$).

Pour éliminer l'effet d'auto-absorption du rayonnement mesuré (diminution du taux de comptage)

Soit une valeur moyenne $A_{32\text{P}} = 149,5 \pm 5,0 \text{ c/minute}$, en prenant pour faire la moyenne les trois dernières mesures (les plus précises).

Le nombre de rayons β effectivement émis par la source dans l'angle solide de comptage Ω est :

$$A_{32\text{P}} \times \beta_{\text{abs.}}^{32\text{P}}$$

l'angle solide utilisé est :

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{A \times \beta_{\text{abs.}}^{32\text{P}}}{A'} = \frac{149,5 \times 1,114}{8700}$$

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 0,0192 \pm 0,0015$$

Cet angle solide déterminé d'après la géométrie du dispositif de comptage est donné par :

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos \alpha).$$

$$\varnothing = 22 \text{ mm (diamètre diaphragme).}$$

$$d = 32 \text{ mm (distance-source).}$$

$$\tan \alpha = \frac{\varnothing}{2d}$$

et de diffusion en arrière des rayons β^+ de $^{62}_{29}\text{Cu}$ (augmentation du taux de comptage), une série d'irradiations a été faite à l'aide de détecteurs en cuivre identiques, mais de masse superficielle décroissante. Ici encore les limitations d'intensité restreignaient les possibilités de pousser l'extrapolation jusqu'à des masses superficielles très petites, car les activités résultant des irradiations devenaient très vite prohibitivement faibles. Les

NUMÉRO du détecteur	POIDS pour $\Phi = 25 \text{ mm}$ mg.	MASSE supérieure mg/me ² μ	ACTIVITÉ détecteurs obtenue en fin irradiation c/min	ACTIVITÉ moniteur Cu c/min.	A pour 1000 c/min moniteur	$\frac{A}{\mu}$
0 (8E)	206	41,9	106,9	1 865,3	57,3	$1,36 \times 10^{-3}$
1 (8A)	448	91,3	66,9	462,1	145	1,58 —
3 (8B)	1 245	253,6	523,3	1 416,2	369	1,46 —
4 (8C)	1 697	345,7	581,7	1 305,3	445	1,29 —
5 (8A)	2 269,5	462,5	597,9	1 298,9	460	0,99 —
6 (8C)	4 372,5	891	924,58	1 593,6	579	0,65 —
7 (8A)	6 598,5	1 344	290,7	462,3	630	0,47 —
8 C (8B)	8 979	1 829	558	834,2	670	0,36 —

résultats obtenus sont condensés dans le tableau précédent.

La surface des détecteurs et du moniteur est :

$$S = 4,91 \pm 0,02 \text{ cm}^2$$

Sur la figure 4 sont portées : sur la courbe A les activités des détecteurs normalisées à 1000 c/min du moniteur, sur la courbe B les activités spécifiques de $^{62}_{29}\text{Cu}$ pour 1 c/min du moniteur. Les erreurs portées sur la courbe sont les écarts-étalon $\sqrt{2n}$ de la fluctuation statistique (probabilité de

68 % d'obtenir une valeur ayant un écart en valeur absolue $< \sqrt{2n}$ sur l'activité mesurée rapportée à la fin d'irradiation (les moniteurs utilisés pour ces mesures n° 8A, 8B, 8C, 8E, étaient identiques, leurs masses étant égales à mieux de 1 p. 1000 près).

La courbe B obtenue est semblable à celle de Shimizu [8], elle montre la difficulté de l'extrapolation de l'activité spécifique obtenue avec les dispositifs d'irradiation et de comptage utilisés pour des masses superficielles du détecteur tendant vers zéro.

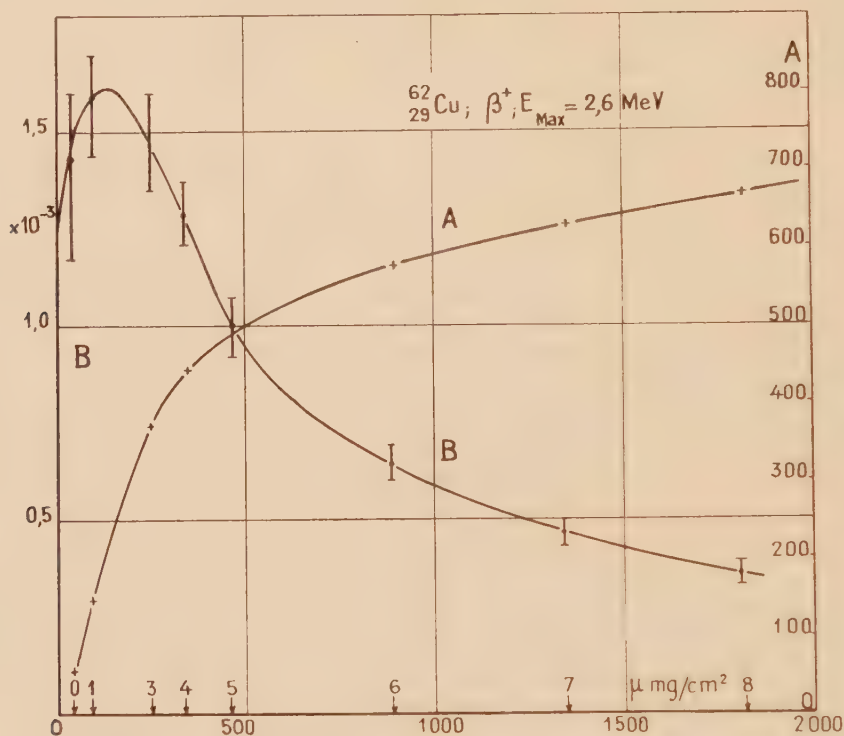


FIG. 4.

En particulier le point mesuré avec le détecteur dont la masse superficielle est la plus faible (41,9 mg/cm²) est situé au-dessous du point correspondant à 91,3 mg/cm² comme sur la courbe de Shimizu. Cette décroissance de la courbe pour les activités spécifiques faibles ne semble donc pas résulter uniquement des fluctuations statistiques (comme le montre l'extrapolation de Shimizu). Ceci est vraisemblablement lié au fait que ce dernier porte surtout son attention sur la correction d'auto-absorption; en réalité, différentes publications [24] montrent la grande influence de la rétro-diffusion des rayons β , même pour des masses superficielles faibles de 0,1 à 0,2 mg/cm². Une publication récente montre la chute de la courbe d'activité spécifique en fonction de la masse superficielle vers les faibles

valeurs de cette dernière. Cette courbe a été établie à l'aide de $^{11}_6\text{C}$ de la réaction $^{12}_6\text{C} (\gamma, n) ^{11}_6\text{C}$ par Haslam, Johns Horsley (*Phys. Rev.* **82**, 270, 1951). Les fortes activités obtenues avec un bétatron de 25 MeV, leur permettait d'avoir cette courbe avec une bonne précision.

Donc, compte tenu du dernier point expérimental de la courbe B (fig. 4), la valeur extrapolée de l'activité spécifique limite pour $\mu \rightarrow 0$ rapportée à 1 c/min du moniteur et 1 mg/cm² que nous avons utilisé est :

$$f = (1,25 \pm 0,25) 10^{-3} \text{ c/min}$$

Cette valeur est rapportée à la fin d'irradiation. Il semble donc que la section efficace mesurée par Shimizu pour $^{63}_{29}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}_{29}\text{Cu}$ doit être modifiée

en conséquence; de toute façon l'erreur expérimentale est nettement plus grande que celle indiquée par celui-ci pour cette correction (nous indiquons ici 25 % environ). Il convient en outre de préciser que les mesures expérimentales de ce facteur de correction ont été faites avec un angle solide plus grand que celui utilisé dans les autres mesures de cette étude de l'intensité γ pour des raisons d'intensité du rayonnement β .

8. ENSEMBLE DES CORRECTIONS

Le nombre de désintégrations extrapolé pour un détecteur mince est égal au produit du nombre net ν de désintégrations de $^{63}_{29}\text{Cu}$ résultant de la réaction (γ, n) , mesuré sur le moniteur multiplié par le facteur de correction f pour un détecteur mince soit :

$$\nu \approx f = 1.25 \cdot 10^{-2} \nu$$

Le nombre total n de désintégrations se produisant dans le détecteur mince pendant sa mesure est :

$$n = \nu f \beta_i \beta_{\text{abs.}} \frac{^{63}_{29}\text{Cu}}{\Omega} \frac{4\pi}{\Omega} = 7,33 \cdot 10^{-2} \nu$$

Le nombre de noyaux $^{63}_{29}\text{Cu}$ du détecteur mince de masse superficielle $\mu = 1 \text{ mg/cm}^2$ et de surface $S = 4,91 \text{ cm}^2$ est :

$$m S da = \frac{\Lambda}{M} \rho_{is} \mu \times S = \frac{6,05}{63,57} \frac{10^{23}}{100} \frac{70,13}{100} 10^{-3} 4,91$$

$$m S da = 3,22 \cdot 10^{10}$$

avec :

A = nombre d'Avogadro.

M = masse atomique du cuivre ordinaire pur.

ρ_{is} = pourcentage isotopique de $^{63}_{29}\text{Cu}$.

Dans la formule (2) du paragraphe 3, posons :

$$T = \frac{1 - e^{-\lambda\tau}}{\lambda} e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda\theta}) = 0,409$$

On a en définitive :

$$n = \frac{\omega(a)}{4\pi} \sigma (m S da) T \sum_{i=1}^{10} N_{\gamma}(i) e^{-\lambda \cdot 10 \cdot (i-1)\tau}$$

TABLEAU I

i		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	B	NOMBRE de coups comptés	MP	EFFET des neutrons	NOMBRE net désintégration mesuré moniteur
$b e^{-\lambda \cdot 10 \cdot i}$		0,551	0,589	0,629	0,673	0,718	0,768	0,820	0,876	0,936	1					
8A 1	I_{γ}	11	12,5	12	11,5	12	12	11	28	31	30,5	282	2669	128	39,6	2511,4
	$I_{\gamma q}$	22,59	25,03	26,41	27,92	30,15	32,25	33,62	24,52	29,01	30,5					
8A 2	I_{γ}	11	10,8	39,6	11	12	12,6	13	43,1	43,1	44,5	319	2781	135	41,2	2604,8
	$I_{\gamma q}$	22,59	24,03	24,90	27,59	30,15	32,26	35,26	37,75	40,34	41,5					
8C 3	I_{γ}	11	38,6	37,5	39,7	40	40	39,5	39,1	38,5	36,3	294	2620	142	38,6	2439,4
	$I_{\gamma q}$	22,59	22,73	23,58	26,71	28,72	30,72	32,39	34,25	36,03	36,3					
8E 4	I_{γ}	42,2	44,6	40,5	40,5	41	40	39,7	39,3	39,6	38	302	2688	134	39,8	2514,2
	$I_{\gamma q}$	23,25	24,50	25,47	27,25	29,43	30,72	32,55	34,42	37,06	38					
8A 5	I_{γ}	38,5	38,7	40,5	41,6	42,5	42,5	43,1	43,6	43	42,5	316	2718	130	40,3	2547,7
	$I_{\gamma q}$	24,21	22,79	25,47	27,99	30,51	32,64	35,34	38,19	40,24	42,5					
8C 6	I_{γ}	58,5	60,3	61,5	60,8	60,1	58,7	57,5	54,5	53,7	54,3	435	3874	130	58,3	3685,6
	$I_{\gamma q}$	32,23	35,51	38,68	40,91	43,15	45,08	47,15	47,74	50,26	54,3					
8E 7	I_{γ}	24	24,3	24,1	23	24,1	25	25,5	26	26,6	27,6	190	1568	130	22,4	1415,6
	$I_{\gamma q}$	13,22	14,31	15,15	15,47	17,30	19,20	20,91	22,77	24,89	27,6					
8A 8	I_{γ}	56	53	53	54,2	53,2	53	53,6	54	55	54,3	407	3946	125	59,5	3761,5
	$I_{\gamma q}$	30,85	31,21	33,33	36,47	38,19	40,70	43,95	47,30	51,48	54,3					

d'où :

$$A = \sum_{i=1}^{10} N_{\gamma}(i) e^{-\lambda(10-i)\tau} = \frac{7,33 \nu}{4,58 \cdot 10^{20} \sigma}$$

$A = 1,60 \cdot 10^{-20} \frac{\nu}{\sigma}$

(3)

Les résultats des différentes mesures figurent sur le tableau I où ν est le nombre total de coups comptés pendant les mesures correspondant à

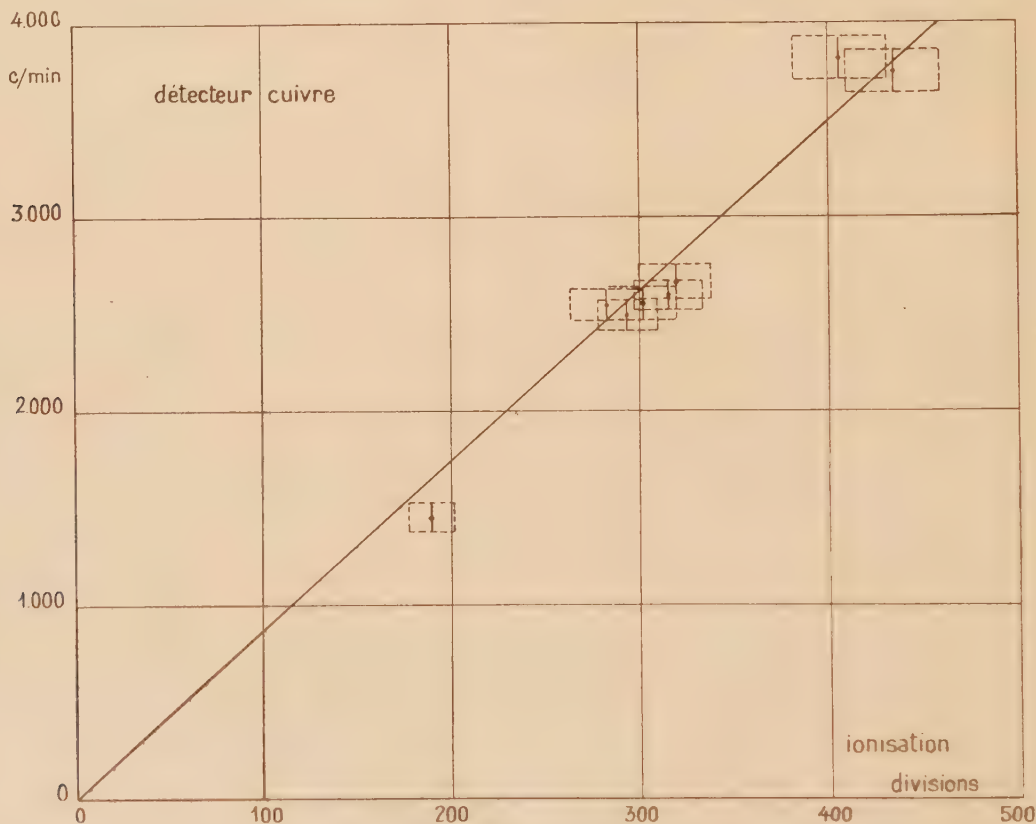


FIG. 5.

On obtient expérimentalement la valeur A de la formule (3),

$$A = \sum_{i=1}^{10} N_{\gamma}(i) e^{-\lambda(10-i)\tau}$$

D'autre part on déduit des mesures d'ionisation

$$B = \sum_{i=1}^{10} I_{\gamma}(i) e^{-\lambda(10-i)\tau}$$

On a donc :

$A = kB$

k est le coefficient angulaire de la droite de la figure 5.

chaque irradiation, corrigé du mouvement propre et des désintégrations résultant de l'effet des neutrons.

Le nombre de désintégrations de $^{63}_{29}\text{Cu}$ résultant de l'effet des neutrons rapides par réactions $(n, 2n)$ a été porté dans la quinzième colonne; celui-ci a été déterminé par d'autres mesures.

Il a été vérifié que l'intensité gamma N_{γ} était proportionnelle à l'intensité mesurée par la chambre d'ionisation I_{γ} on peut donc poser :

$N_{\gamma}(t) = K I_{\gamma}(t)$

(4)

Les valeurs de B sont portées à la douzième colonne du tableau I et à la troisième colonne du tableau II.

Valeur de la section efficace $^{63}_{29}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}_{29}\text{Cu}$ utilisée.

Shimizu a trouvé [8]

$$\sigma_t = 7,7 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

pour la section efficace relative à l'ensemble des deux raies gamma émises par la cible de lithium.

Il a calculé la valeur de σ relative à la seule raie de 17,6 MeV :

$$\sigma_{17,6} = 8,5 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

Remarquons en passant que, dans son calcul, il a admis que les sections efficaces variaient proportionnellement à $(h\nu)^3$ suivant la théorie de Weisskopf [25]; or la forme de « résonance » des courbes de variation des sections efficaces photo-

TABLEAU II

N° EXP.	NOMBRE NET MESURÉ DÉSINTÉGRATION PAR MONITEUR	A	B	k
1	2 511,4	4,02 10 ⁸	282	1,42 10 ⁶
2	2 604,8	4,16 —	319	1,30 —
3	2 439,4	3,89 —	294	1,32 —
4	2 514,2	4,02 —	302	1,33 —
5	2 547,7	4,07 —	316	1,29 —
6	2 685,6	5,89 —	435	1,35 —
7	1 415,6	2,26 —	190	1,19 —
8	3 761,5	6,02 —	407	1,48 —

nucléaires est maintenant bien établie. Il en résulte donc une faible erreur pour sa valeur $\sigma_{17,4}$ calculée.

D'après les résultats de Lawson et Perlmann [26], Shimizu donne $\sigma_{17,5} 10^{-26} \text{ cm}^2$.

Une autre valeur a été donnée par Mc Elhinney et ses collaborateurs [27] :

$$\sigma_{17,6,7} 10^{-26} \text{ cm}^2$$

Diven et Almy [28] donnent sur leur courbe :

$$\sigma_{17,5} \# 10 10^{-26} \text{ cm}^2$$

John, Katz [29] trouvent :

$$\sigma_{17,5} \# 17 10^{-26} \text{ cm}^2$$

Et Byerly et Stephens [30] obtiennent :

$$\sigma_{17,5} \# 10 10^{-26} \text{ cm}^2$$

Les divergences notables entre ces résultats montrent que cette section efficace n'est pas encore connue avec une grande précision.

J'adopterai pour calculer l'intensité N_γ la valeur :

$$\sigma_t = 10 10^{-26} \text{ cm}^2$$

On obtient :

$$A = \sum_{i=1}^{10} N_\gamma(i) e^{-\lambda(10-i)\tau} = \frac{1,60 10^{-20} \nu}{10^{-25}} = 1,60 10^{-5} \nu$$

Chaque irradiation permet donc de calculer une valeur de k (formule 4), les différentes valeurs de k figurent dans le tableau II, dernière colonne.

La moyenne de ces mesures donne :

$$k = 1,33 \times 10^6 \text{ hv/min. divis.}$$

C'est le nombre de quanta émis par minute dans l'angle solide 4π par la cible de lithium, pour une valeur de l'intensité d'ionisation dans les conditions expérimentales réalisées au Laboratoire de Synthèse Atomique d'Ivry, correspondant à une division de l'appareil de mesure, l'amplificateur fonctionnant à la sensibilité 5 volts.

L'intensité gamma est donc :

$$N_\gamma = 1,33 10^6 I_\gamma \text{ hv/min. div.}$$

I_γ est l'intensité mesurée à la chambre d'ionisation.

Bien que l'écart entre les différentes valeurs obtenues pour k et sa valeur moyenne soit seulement au maximum de l'ordre de 10 p. 100, l'incertitude sur cette valeur est certainement beaucoup plus grande, car, d'une part σ_t est encore entaché d'une erreur importante, d'autre part, les incertitudes expérimentales de cette mesure sont grandes (de l'ordre de 45 p. 100). Toutefois on peut se rendre compte que cette mesure est cohérente avec d'autres déterminations de l'intensité gamma fournie par des cibles de lithium. En effet, le rendement de cette cible déterminé par d'autres auteurs est de $2,6 10^{-8}$ quanta par proton; ceci donne environ $25 \times 10^6 \text{ hv/min}$ pour un courant de protons de $200 \mu\text{A}$. Or avec l'accélérateur utilisé à Ivry avec une cible fraîchement préparée, un courant de protons de $200 \mu\text{A}$ donnait une intensité mesurée à la chambre d'ionisation de 20 divisions environ.

Pour avoir le nombre total de quanta émis par le tube au cours d'une irradiation, il suffit de sommer les valeurs de $I_\gamma(i)$ lues à chaque minute. Un appareil enregistreur actuellement en cours de montage par Charpak réalisera automatiquement l'opération :

$$\sum_{i=1}^n N_\gamma(i) = \sum_{i=1}^n I_\gamma(i)$$

Application. — Détermination de la dose de radiations gamma (14,8 MeV + 17,6 MeV) reçu par une plaque photographique au cours de son irradiation.

Les plaques 156A1 et 156A2 ont été irradiées simultanément, disposées émulsion contre émulsion, pendant 4,5 heures, l'accélérateur fonctionnant à 500 kV avec une intensité maintenue constante à $200 \mu\text{A}$ (à 5 pour 100 près).

L'intensité moyenne d'ionisation était :

$$I_\gamma = 38 \text{ div. (à 5 p. 100 près environ)}$$

L'intensité gamma du tube était donc :

$$N_\gamma = 38 \times 1,33 10^6 \text{ hv/min.} = 50,6 \times 10^6 \text{ hv/min.}$$

Le nombre total de quanta émis dans tout l'angle solide par le tube pendant l'irradiation était donc :

$$\Sigma N\gamma = 50,6. 4,5. 60. 10^6 = 1,36 \cdot 10^{10} \text{ quanta}$$

La dose reçue par un angle solide élémentaire $d\Omega$ d'une des émulsions était :

$$\text{dose } \gamma = \frac{d\Omega}{4\pi} 1,36 \cdot 10^{10} \text{ quanta}$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] FOWLER, LAURITSEN, LAURITSEN. — *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 236, 1948.
- [2] MARTY (N.). — *Journ. de Phys.*, **8**, 29, 1947.
- [3] COHEN (R.). — *Thèse, Paris*, 1951.
- [4] SAVEL (P.). — *Cah. de Phys.*, n° 19, 38, 1944.
- [5] TSIEN SAN T. — *Journ. de Phys.*, **3**, 1, 1942.
- [6] BOTHE, GENTNER. — *Zeit. f. Phys.*, **106**, 236, 1937.
- [7] HIRZEL, WAEFFLER. — *Helv. Phys. Act.*, **20**, 373, 1947.
- [8] SHIMIZU (S.). — *Mem. Coll. Sc. Univ. Kyoto*, **125**, 193, 1949.
- [9] LAX. — *Phys. Rev.*, **72**, 61, 1947.
- [10] CHASTEL. — *Comm. Colloque Photo. Paris*, sept. 1951 (sous presse).
- [11] ALEXANDROVA. — *Dokl. Acad. Naouk*, **69**, 763, 1949.
- [12] BRETSCHER, FRENCH, MARTIN, POOL. — *BDDA* **48**, BR 382.
- [13] DODSON, GOLDBLATT, SULLIVAN. — *MDDC* **344**, LADC 260.
- [14] BRODA. — *Journ. Chim. Phys.*, **45**, 193, 1948.
- [15] ERBER, RIEDER, BRODA. — *Nature*, **165**, 810, 1950.
- [16] HOUGH. — *Phy. Rev.*, **80**, 1069, 1950.
- [17] MANN, HALPERN. — *Phy. Rev.*, **82**, 733, 1951.
- [18] COHEN (R.). — *C. R.*, **229**, 356, 1949.
- [19] SHIMIZU, YASUMI, SAJI, MUTO. — *Mem. Col. Sc. Kyoto*, **A 26**, 85, 1950.
- [20] NOVEY (T.-B.). — *Rev. Sc. Inst.*, **21**, 280, 1950.
- [21] SUZOR, CHARPAK. — *Journ. Phys.*, **13**, 1, 1952.
- [22] WINAND. — *Bull. Soc. Roy. Liège*, **1**, 18, 1950.
- [23] BURT. — *Conf. on absolute β counting, NRC n° 8*, 1950.
- [24] *Conf. on absolute β counting, NRC n° 8*, 1950.
- [25] WEISSKOPF. — *Phy. Rev.*, **59**, 318, 1941.
- [26] LAWSON, PERLMANN. — *Phy. Rev.*, **74**, 1190, 1948.
- [27] MC ELHINNEY, HANSON, BECKER, DUFFIELD, DIVEN. — *Phys. Rev.*, **75**, 542, 1949.
- [28] DIVEN, ALMY. — *Phys. Rev.*, **80**, 407, 1950.
- [29] JOHN, KATZ, DOUGLAS, HASLAM. — *Phys. Rev.*, **80**, 1062, 1950.
- [30] BYERLY, STEPHENS. — *Phys. Rev.*, **83**, 54, 1951.

Extrait du *Journal des Recherches du C.N.R.S.*, n° 22, 1953.

CHAPITRE VI.

ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS.

II. QUELQUES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES PHOTODÉSINTÉGRATIONS ET LEURS CONFRONTATIONS AVEC DIVERSES THÉORIES

Par RAYMOND CHASTEL.

Laboratoire de Chimie Nucléaire, Collège de France.

Sommaire. — Cette étude comprend deux parties : une partie concernant les résultats sur les noyaux moyens et lourds (noyaux pour lesquels le modèle nucléaire statistique peut être utilisé), une autre partie concernant les noyaux légers ($Z < 20$). Les difficultés résultant de l'absence d'un modèle nucléaire pour les noyaux légers sont abordées.

L'étude des photodésintégrations pose un certain nombre de problèmes théoriques qui sont encore loin d'être définitivement résolus; on va rapidement examiner ici l'interprétation théorique des résultats obtenus par différents auteurs. Depuis l'utilisation généralisée des accélérateurs d'électrons, l'étude des photodésintégrations s'est considérablement développée au cours des dernières années. Pour donner une idée de l'extension prise par ces études, donnons un nombre approximatif des publications parues chaque année depuis la découverte de l'effet photonucléaire par Chadwick et Goldhaber [1] en 1934. (Il est nécessaire de rectifier ici l'erreur historique concernant cette découverte qui se trouve dans quelques publications [2].)

1934-39	1940-45	1946	1947	1948	1949	1950	1951
7	10	2	2	17	22	47	85 (*)

(*) Nombre certainement incomplet.

Dates importantes de l'étude des photodésintégrations. — Découverte par Chadwick et Goldhaber 1934; Travaux de Bothe et Gentner, 1937; Photofission, 1941; Utilisation du béta-tron pour les photodésintégrations, 1945; Photodésintégration en plusieurs particules, 1945; Photodésintégration du carbone en 3 α , 1948; Phototripartition, 1949; Photodésintégration conduisant à un noyau stable, 1950.

A. Noyaux moyens et lourds.

1. **Rapports $\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)}$.** — Les déterminations des sections efficaces (γ, n) et (γ, p) effectuées par Hirzel et Wäffler [3] avaient montré une divergence importante entre les rapports $\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)}$ expérimentaux et théoriques (modèle statistique ou de l'évaporation), ces mesures portaient sur des éléments du milieu de la classification de Mendeleev et l'étude concernait les réactions conduisant à des nuclides radioactifs β . Ils trouvaient expérimentalement un nombre rela-

tivement plus grand de photoprotons par rapport au nombre de photoneutrons qu'il était prévu par les indications théoriques.

J'ai cherché à mettre en évidence l'effet photonucléaire avec émission de protons conduisant à un nuclide stable. Ma publication préliminaire [4] concernant l'émission des photoprotons par le cuivre, mettait en évidence ces réactions et la valeur annoncée pour la section efficace $\sigma(\gamma, p) = 10^{-27} \text{ cm}^2$ paraissait indiquer encore une discordance avec la prévision théorique, toutefois l'écart observé était inférieur à ceux observés, en général, par Hirzel et Wäffler. Toms, Halpern et Stephens [5], [6], utilisant un béta-tron, donnaient également une première publication concernant les réactions (γ, p) sur les isotopes du magnésium, dont certaines conduisent à des nuclides stables. Byerly et Stephens [7], [8], utilisant également un béta-tron, étudiaient les réactions photonucléaires du cuivre; ils confirment la réaction (γ, p) que j'avais observée et indiquent que la valeur $\sigma(\gamma, p)$ de ma publication est quelque peu plus faible que la valeur déduite de leurs résultats expérimentaux. En outre, ils obtenaient un rapport des nombres $\frac{n}{p}$ en accord satisfaisant avec diverses théories du type évaporation. Récemment, plusieurs études sur les réactions (γ, p) ont été publiées, en particulier par Mann et Halpern [9] et Diven et Almy [10].

La section efficace $\text{Cu}(\gamma, p)\text{Ni}$, $\sigma \approx 6 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ que j'ai obtenue calculée après une étude plus éloignée des différentes corrections ⁽¹⁾ est très nettement supérieure et donne un accord satisfaisant avec la théorie statistique de Weisskopf. Cette confrontation théorique confirme donc les vérifications de Byerly et Stephens.

On doit remarquer, comme le souligne Courant [14], que $^{63}_{29}\text{Cu}$ dont Z impair et N pair conduisent à des isotopes stables pair-pair; l'énergie de liaison du proton est alors relativement faible (6 MeV). Alors que Hirzel et Wäffler étaient nécessairement

(1) Cf. chap. IV, § 5.

restreints par leur méthode d'activation à des noyaux conduisant à des produits radioactifs, les énergies de liaison du proton sont alors dans ces cas considérablement plus grandes, 8-9 MeV. Ainsi, dans l'émission de photoprotons conduisant à des noyaux stables, l'émission des protons est favorisée, ce qui compense au delà la difficulté de traversée de la barrière de potentiel.

Les résultats de l'équipe de Zurich ont été à l'origine de différentes tentatives d'explications théoriques de Schiff, Jensen, Courant, Levinger et Bethe, Goldhaber et Teller.

Schiff et Jensen [11], [12] cherchent à expliquer les rapports $\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)}$ de Zürich par une réduction de la densité de niveau des noyaux, ce qui a pour conséquence d'accroître le pourcentage des particules de grande énergie dans le spectre émis, lesquelles traversent plus facilement la barrière de potentiel. Courant [13], [14] met l'accent sur l'intervention de l'effet photonucléaire direct, c'est-à-dire l'action individuelle du photon sur un des nucléons du noyau. Il précise l'importance des interactions dipolaires des radiations. Sa théorie, cherchant primitivement à expliquer la valeur trop faible du rapport $\frac{n}{p}$, donne la section efficace (γ, p) sous la forme

$$\sigma = 0,044 \left(\frac{Z}{A^{1/3}} \right)^2 \int_0^{x_1} P dx,$$

où P est la transparence de la barrière de potentiel; x est l'énergie des protons émis mesurée en prenant comme unité la hauteur de la barrière de potentiel; x_1 est l'énergie maximum des protons émis.

Cette théorie accroît la section efficace (γ, p) et l'accord avec l'expérience est amélioré si l'on utilise un modèle en particules α . Et l'auteur indique que la divergence qui subsiste peut être supprimée par la conception du « chauffage local » d'une portion du noyau et évaporation de la région chauffée avant que l'excitation soit répartie dans tout le noyau.

Enfin, la théorie de Courant qu'il considère comme une première tentative grossière prévoit une distribution angulaire des protons de la forme

$$A + B \sin^2 \theta,$$

θ étant l'angle entre la direction du photon et la direction d'émission du proton.

Ces diverses théories, en particulier celle de Courant, donnent des prévisions théoriques concernant le spectre énergétique et la distribution angulaire des photoparticules émises.

Les dispositifs expérimentaux de Toms et Stephens, Diven et Almy, Byerly et Stephens, Mann et Halpern permettent une étude précise des photoparticules émises.

Pour les noyaux moyens, on trouve que le spectre des photoprotons comprend deux portions : une de faible énergie, sensiblement en accord avec le modèle statistique (quant à la distribution des énergies et l'isotropie de la distribution angulaire) et une correspondant aux photoprotons de l'extrémité de grande énergie du spectre en désaccord avec le modèle sta-

listique. Ce groupe de grande énergie présente, en outre, une asymétrie angulaire avec émission préférentielle à 90° par rapport à la direction des rayons γ , ce qui apporte un argument en faveur de l'hypothèse suivant laquelle ces protons sont émis avant que l'énergie d'excitation soit distribuée statistiquement dans l'ensemble du noyau.

En même temps, de nombreuses études des seuils de réactions [15] et de la variation des sections efficaces (γ, n) et (γ, p) en fonction de l'énergie des rayons γ , étaient publiées. Les courbes de sections efficaces présentent un maximum tout à fait inattendu.

C'est pour rendre compte plus spécialement de ces courbes « de résonance » que Goldhaber et Teller, Levinger et Bethe ont entrepris leurs études théoriques.

Goldhaber et Teller [16] considèrent les vibrations dipolaires de l'ensemble des protons par rapport à l'ensemble des neutrons du noyau.

La largeur de la résonance résulterait de l'amortissement des vibrations.

Ils obtiennent des énergies pour le maximum de la résonance en assez bon accord avec l'expérience (uranium, $\hbar\omega = 16$ MeV; Cuivre, $\hbar\omega = 20$ MeV; carbone, $\hbar\omega = 26,5$ MeV).

Cependant, les sections efficaces intégrées

$$\int \sigma d\omega = \frac{\pi^2 A e^2}{2 mc}$$

donnent un ordre de grandeur correct pour le cuivre, mais pour l'uranium et le thorium les valeurs expérimentales sont respectivement 15 et 30 fois plus petites que les valeurs théoriques.

En outre, leur théorie prévoit une émission importante de photons diffusés par résonance, d'une intensité comparable à l'effet Compton, des vérifications expérimentales difficiles de ce dernier résultat ne semblent pas montrer un effet d'un ordre de grandeur comparable à celui qui est prévu; ces dernières expériences sont analysées dans un article d'ensemble de Koklov [17].

Levinger et Bethe [18] montrent qu'aux faibles énergies d'excitation (quelques mégaélectronvolts) les transitions dipolaires ne sont que du même ordre de grandeur que les transitions quadrupolaires, la réduction de l'effet des transitions dipolaires est attribuée à des corrélations entre les mouvements des nucléons. A des énergies d'excitation plus élevées (à partir de 20 MeV environ), ces corrélations doivent disparaître.

Ils calculent, pour des transitions dipolaires, la section efficace intégrée d'absorption $\sigma(w)$ des rayons gamma d'énergie w .

$$\int \sigma(w) dw = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar NZ}{Mc} = 0,06 \frac{NZ}{A} \quad (\text{MeV} \times 10^{-24} \text{cm}^2)$$

en l'absence de forces d'échange, avec :

M , masse d'un nucléon;

N , nombre de neutrons;

Z , nombre de protons;

$A = N + Z$.

En tenant compte des forces d'échange, ils obtiennent

$$\int \sigma(w) dw = \frac{2\pi e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} (1 + 0,8x),$$

x , fraction des forces d'échange.

Ils donnent également une expression de l'énergie moyenne d'absorption

$$w = \frac{4}{3} \bar{T},$$

$\bar{T}$, énergie cinétique moyenne des nucléons évaluée en fonction de r_0 .

Ce qui donne

$$w = 16 \text{ MeV}, \quad \text{avec } r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm},$$

et

$$w = 19 \text{ MeV}, \quad \text{avec } r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

Leur calcul de la moyenne harmonique w_H pour l'absorption des photons exige des hypothèses particulières sur les corrélations entre nucléons dans l'état fondamental. La valeur obtenue pour w_H en l'absence de toute corrélation est trop faible; par contre, en faisant intervenir des particules α dans le noyau, ils obtiennent une valeur raisonnable.

Dans le cas de ^{76}Ge , ils obtiennent

$$\int \sigma_{\text{mes}}(w) \frac{dw}{w} > 0,126 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2;$$

la confrontation avec l'expérience est satisfaisante, pour une *transition quadrupolaire* le calcul donne $0,006 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$; les auteurs montrent ainsi que les réactions observées sont presque entièrement d'origine dipolaire.

Dans le cas de ^{63}Cu , on a

$$\int \sigma dw \geq 1,5 \text{ MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

qui doit être comparée à la valeur théorique

$$\int \sigma dw = 0,95(1 + 0,8x) \text{ MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Ce qui leur permet, malgré le peu d'information que l'on possède sur la section efficace totale d'absorption $\sigma(w)$, de faire quelques considérations sur x .

En conclusion, on peut retenir de leur article que l'on peut grossièrement expliquer les différents phénomènes à l'aide du modèle en particules α .

Un photon γ est absorbé par un nucléon faisant partie d'une particule α . Si l'énergie est inférieure au premier niveau de ^4He , on a une vibration d'ensemble des particules α et pas d'intervention des transitions dipolaires. Au-dessus de 20 MeV, le quantum peut agir sur la particule α et les transitions dipolaires deviennent prépondérantes. Enfin, pour des énergies plus grandes, quand la longueur d'onde λ du photon devient de l'ordre de grandeur des dimensions de la particule α , les transitions quadrupolaire peuvent à nouveau devenir importantes.

Cameron [19] a cherché à standardiser les courbes expérimentales $\sigma(w)$, il étudie la variation de l'énergie

à la résonance E_m en fonction de A , il trouve la relation :

$$E_m = 36 A^{0,18}$$

en assez bon accord avec la théorie de Goldhaber et Teller qui prévoit une variation de la forme

$$E_m \sim A^{\frac{1}{6}}.$$

Toutefois, les points expérimentaux se placent mieux sur une courbe empirique qu'il donne :

$$E_m = 21 \exp(0,00274 A).$$

De plus, il suggère la possibilité de compétition des réactions $(\gamma, 2n)$ et (γ, pn) pour diminuer les rendements en photoparticules aux grandes énergies; cet argument est également émis par Haslam et Skarsgard [20], ces derniers notent toutefois que les courbes $\sigma(w)$ (γ, n) ont la même forme; il en résulterait qu'une explication par les réactions en compétition ne semble pas satisfaisante, il leur semble que l'on doive songer à d'autres explications.

Se basant sur leurs résultats expérimentaux concernant la réaction $^{32}\text{S}(\gamma, d)$ ^{30}P et les résultats d'autres auteurs, Katz et Penfold [21] calculent la section efficace intégrée d'absorption des photons par ^{32}S , ils trouvent $66 \cdot 10^{-3} (\text{MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2)$, alors que l'expression donnée par Levinger et Bethe fournit la valeur minima $480 \cdot 10^{-3} (\text{MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2)$.

Ils concluent que la forme de la courbe de section efficace (en forme de courbe de résonance) n'est pas expliquée par des réactions en compétition, elle devra l'être par une théorie de résonance de l'absorption γ , mais différente des théories actuelles.

2. Réactions (γ, d) et (γ, α) . — Byerly et Stephens [7], [8] ont observé les réactions (γ, d) et (γ, α) sur le cuivre et la réaction (γ, α) a été confirmée sur le cuivre [22] et sur ^{87}Rb [20] par mesure de l'activité du noyau résiduel.

Le rendement en photodeutons par rapport au rendement en photoprotons est trouvé égal à 0,31 par Byerly et Stephens avec un bétatron de 24 MeV; il est certainement beaucoup plus faible avec les rayons γ de la cible de lithium, ce qui explique que je n'ai pas observé la réaction (γ, d) avec mon dispositif expérimental. Bien que le spectre de photodeutons soit en accord avec le modèle de Weisskopf-Ewing [23],

ce rendement ainsi que celui $\frac{\alpha}{p} = 0,03$ étant grandement supérieurs aux rendements calculés avec divers modèles (Schiff, Courant, Le Couteur); Byerly et Stephens sont conduits à faire appel à de nouveaux processus en particulier, la capture en vol de nucléons à travers le nucléide subissant la photodésintégration (processus d'accrochage ou « pick up process ») [24], ou à supposer une grande erreur pour l'énergie de liaison calculée pour les deutons d'après des formules semi-empiriques.

Une réaction $^{32}\text{S}(\gamma, d)$ ^{30}P a été également observée par Katz et Penfold [21]. Ils proposent le mécanisme suivant pour expliquer la grande probabilité d'émission des photodeutons.

Près du seuil, le processus (γ, d) peut être interprété comme étant un effet inverse du processus Oppen-

heimer Phillips. L'énergie du photon est supposée principalement absorbée par le proton d'un « deuton » dans un noyau. Le proton ainsi excité peut traverser la barrière de potentiel relativement plus facilement et plus radialement. Une redistribution de l'énergie peut alors avoir lieu au cours de laquelle le neutron resté à l'intérieur du noyau peut lui-même s'échapper. Le deuton sortirait ainsi en deux étapes et le produit des probabilités séparées de chaque étape pourrait être beaucoup plus grand que la probabilité de pénétration de la barrière de potentiel par le deuton considéré comme un tout.

Haslam, Cameron, Cooke, Crosby [25] ont étudié les particules α résultant de la photodésintégration de l'argent et du brome des émulsions photographiques; leurs premiers résultats de ce travail très long et difficile montrent également un rendement anormalement élevé en photoparticules α par rapport aux prévisions de la théorie statistique. Ils donnent de ce phénomène l'explication théorique suivante : un noyau composé excité peut se désintégrer initialement par émission de photons ou de divers types de particules. De tels modes de désintégration sont dits être en compétition « parallèle ». Le noyau résiduel est généralement laissé dans un état excité. Alors a lieu une compétition « en cascade » entre l'émission de photons ou d'autres particules par ce noyau. Dans le cas particulier où ce noyau est laissé dans un état d'excitation suffisant pour émettre des particules chargées, mais pas de neutrons (en raison des différences des énergies de liaison), l'émission de ces particules chargées est dite « en cascade favorisée par les seuils ». Elle est en compétition avec l'émission γ [26].

Comme argument en faveur de ces mécanismes ils donnent le fait qu'une grande largeur de niveau pour l'émission de radiations, correspondant probablement à une émission dipolaire électrique, a récemment été observée [27] dans la désexcitation photonucléaire de l'or pour des énergies des photons incidents de 15 MeV.

On aurait donc pour ces énergies d'excitation des réactions en cascade des types suivants : $(\gamma, \gamma' n)$, $(\gamma, \gamma' p)$, $(\gamma, \gamma' \alpha)$ les γ' étant de faible énergie et étant émis avant la 2^e particule (n , p ou α). Ainsi les particules α de faible énergie qu'ils ont observées peuvent être supposées émises principalement lors de réactions « en cascade favorisée par leur seuil » des types suivants : $(\gamma, \gamma' \alpha)$, $(\gamma, n\alpha)$, $(\gamma, p\alpha)$ et $(\gamma, \alpha\alpha)$. En accord avec ce point de vue, ils ont observé dans leurs émulsions quelques phénomènes d'émissions $(\gamma, p\alpha)$, où l'on voit un proton et une particule α issus d'un point commun; ils ont également observé des fourches $(\gamma, \alpha\alpha)$.

B. Noyaux légers.

L'interprétation des particularités des réactions photonucléaires produites sur des noyaux légers, présente des difficultés encore plus grandes que pour les noyaux moyens et lourds. En raison de l'impossibilité d'application de la théorie statistique des noyaux, résultant du grand espacement des niveaux et du nombre faible de nucléons, on ne peut plus appliquer les lois statistiques pour la répartition de l'énergie d'excitation entre les différents nucléons.

Toms, Halpern et Stephens [28] et Toms et Stephens [29] ont étudié les photoprotons du magnésium et Diven et Almy [10], les photoprotons de l'aluminium; ils utilisaient les uns et les autres un bétatron et la technique des émulsions nucléaires. Ils comparent les spectres énergétiques obtenus avec les spectres calculés suivant le modèle d'évaporation en utilisant diverses densités de niveaux, en soulignant toutefois les difficultés d'application de ce modèle. Toms et Stephens, en particulier, utilisant les niveaux connus de ^{24}Na , obtiennent un accord satisfaisant avec la théorie et dans un cas comme dans l'autre, l'uniformité de la distribution angulaire des protons confirme encore cet accord.

Ainsi, contrairement à ce que l'on aurait pu penser, la théorie de l'évaporation dont la validité d'application est contestable pour les noyaux légers, semble assez bien vérifiée; au contraire, des difficultés nombreuses se présentent comme on vient de le voir pour les noyaux moyens et lourds où elle semblait être dans son domaine de pleine validité. Toms et Stephens expliquent ce fait en supposant un accroissement du libre parcours dans le noyau pour le proton en raison des plus grandes énergies dont il dispose (en effet, les énergies de liaison des protons sont ici beaucoup plus faibles). Pour les noyaux plus lourds encore, la barrière de potentiel vient encore restreindre le nombre des photoprotons de faible énergie résultant du processus d'évaporation, ce qui accroît en conséquence l'importance des photoprotons de grande énergie résultant en partie de l'effet photonucléaire direct.

Hirzel et Wäffler [3] ayant étudié les sections efficaces (γ, n) et (γ, p) pour le magnésium, l'aluminium et le silicium trouvent des sections efficaces du même ordre de grandeur pour l'effet (γ, p) et l'effet (γ, n) ; ce résultat leur paraît inattendu. Diven et Almy ont montré que ce résultat s'explique en admettant une densité constante des niveaux et en tenant compte de la différence d'énergie de liaison d'un neutron et d'un proton, ce qui compense largement l'effet de la barrière de potentiel pour le proton.

Une particularité ayant rapidement attiré l'attention se présente pour la photodésintégration des noyaux ayant des nombres atomiques Z allant jusqu'à 20 : les sections efficaces (γ, n) ont des fluctuations importantes dépassant, semble-t-il, les erreurs expérimentales. Autrement dit, la courbe des sections efficaces (pour un rayonnement γ déterminé) des différents éléments en fonction de Z n'est pas une courbe continue, elle présente des minima qui paraissent se renouveler avec une certaine périodicité. Jensen [30] avait fait un rapprochement entre l'existence de ces minima et les fluctuations de ce qu'il appelle le « nombre isotopique » $N - Z$ qui représente l'excès de neutrons par rapport au nombre de protons.

J'avais moi-même attiré l'attention [31] sur le fait que ces minima des valeurs de la section efficace (γ, n) avaient lieu pour des nucléides correspondant à un nombre entier de particules α de la forme $\frac{1}{2}kX$ (k = nombre entier; X représentant un symbole chimique arbitraire). D'autre part, la section efficace $\sigma(\gamma, n)$ présente une augmentation importante au-dessus de $Z = 20$; or, au delà de $Z = 20$, on ne

rencontre pas de nuclides stables du type $\frac{4}{2}X$, ceci en raison de l'influence des forces électrostatiques entre protons. Plus tard, Vendryès [32] a également noté le comportement particulier des nuclides « saturés » du type $\frac{4}{2}X$.

Ces variations de la section efficace (γ, n) peuvent

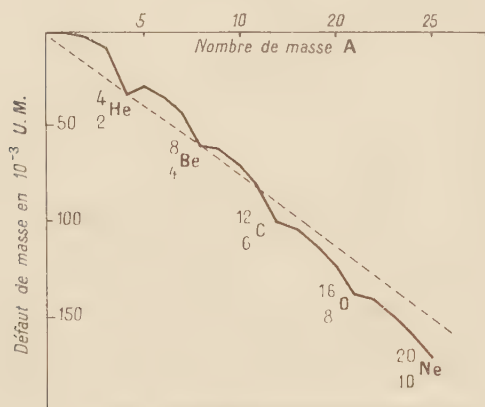


Fig. 1.

s'expliquer grossièrement de la façon suivante : la courbe des défauts de masse (fig. 1) [33] présente des maxima en valeur absolue à chaque fois que l'on passe par un noyau du type $\frac{4}{2}X$, ces fluctuations diminuent d'intensité dans la zone $A = 20$, $A = 40$, les seuils des réactions (γ, n) passent par des maxima pour les nuclides correspondants, donc pour une énergie de rayonnement γ déterminée (ici les rayonnement de 17,6 et 14,8 MeV de la cible du lithium), on se trouve pour ces nuclides plus près du seuil. Or, si la courbe de section efficace est uniformément croissante en fonction de l'énergie d'excitation, les variations d'énergie de liaison expliquent les minima des sections efficaces mesurées avec ce rayonnement.

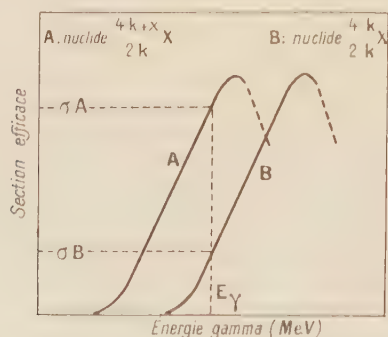


Fig. 2.

En réalité, les sections efficaces ne sont pas uniformément croissantes, elles présentent une « forme de courbe de résonance », mais les énergies des maxima de ces courbes sont toutes situées au-dessus de 17,6 MeV et ces courbes présentent une grande analogie de forme. Pour les rayons γ de la cible de lithium, il n'y a donc pas lieu de tenir compte de la partie

décroissante des courbes $\sigma(h\nu)$ située au-dessus du maximum. Cette allure des variations de $\sigma(\gamma, n)$ reliée empiriquement à la constitution des nuclides du type $\frac{4}{2}X$ se trouve donc expliquée par les variations d'énergies de liaison (fig. 2).

Mécanisme des réactions photonucléaires sur les nuclides légers. — Actuellement, il subsiste encore des difficultés d'interprétation expérimentale du mécanisme des réactions photonucléaires sur les éléments légers.

Il semble parfaitement établi que pour les photodésintégrations ${}^6_3\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ et ${}^{16}_8\text{O}(\gamma, 4\alpha)$, on ait passage avec une faible probabilité par le nuclide ${}^8_4\text{Be}$ à l'état fondamental, ce qui détermine dans les émulsions des fourches de particules α en forme de V, les deux branches du V étant très rapprochées.

Mais, par contre, le passage par ${}^8_4\text{Be}$ à des états excités de 3, 4, 5 et 8 MeV semble beaucoup moins certain.

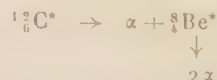
J'ai montré que pour la réaction ${}^{12}_6\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ produite par la raie de 17,6 MeV de la cible de lithium, l'hypothèse du passage par ${}^8_4\text{Be}$ à l'état excité conduisait à admettre indifféremment pour chaque étoile un niveau de 3, 5 et 8 MeV, ce qui m'a conduit à envisager l'hypothèse de la phototripartition du nuclide excité ${}^{12}_6\text{C}$.

Par contre, une étude théorique [34] utilisant un modèle en particules α semble montrer que la tripartition aurait une probabilité notable seulement aux grandes énergies. Or, une étude expérimentale de Wilkins et Goward [35] récente, faite avec le rayonnement de freinage de 70 MeV, semble indiquer l'intervention de ${}^8_4\text{Be}$, à un niveau de $(16,9 \pm 0,3)$ MeV; cette même étude montre encore le passage avec faible probabilité par ${}^8_4\text{Be}$ à l'état fondamental, d'autres étoiles semblent montrer des passages par d'autres niveaux excités.

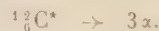
De toute façon, l'hypothèse de réactions à trois particules dans la photodésintégration des éléments légers semble avoir été éliminée sans arguments expérimentaux suffisants. En outre, des difficultés d'interprétation se présentent concernant la désintégration ${}^8_4\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ pour le niveau de 3 MeV, ainsi que pour d'autres réactions nucléaires, en particulier [36], [37].



On peut conclure en disant que d'autres études expérimentales et théoriques sont nécessaires pour éclaircir définitivement le mécanisme d'un certain nombre de réactions nucléaires pouvant éventuellement faire intervenir un processus :



ou un processus de tripartition



La grande difficulté des études théoriques concernant ces noyaux légers réside dans le fait que l'on ne dispose pas d'un modèle nucléaire pleinement valable pour les noyaux légers. Un modèle en particules α moins

grossier que celui qui a été utilisé jusqu'ici correspondant à attribuer aux noyaux en particules α une structure du type moléculaire est peut-être susceptible de donner des résultats dans lesquels on pourrait avoir une plus grande confiance.

Notons toutefois que l'hypothèse de la tripartition de ^{12}C si elle se trouve confirmée pourrait être comprise par un mécanisme du type « chauffage local » proposé par Courant [14]. Le noyau comportant ici peu de

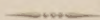
particules, on pourrait comprendre une certaine répartition sensiblement égale de l'énergie d'excitation entre les trois particules α émises. A de plus grandes énergies, l'effet photonucléaire direct pourrait alors tendre à donner une plus grande énergie à une seule des particules α , ce phénomène prenant une importance croissante, expliquerait peut-être la croissance anormale de la section efficace $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ après le maximum situé vers 18 MeV.

Manuscrit reçu le 23 septembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

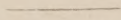
- [1] CHADWICK, GOLDBABER. — *Nature*, 1934, **134**, 237.
- [2] LATASTE. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 39.
- [3] HIRZEL et WÄFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 373.
(Voir bibliographie plus complète, article I)
- [4] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 2020.
- [5] TOMS, HALPERN et STEPHENS. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1949, **7**, 22.
- [6] TOMS et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 709.
- [7] BYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 473.
- [8] BYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 54.
- [9] MANN et HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 733.
- [10] DIVEN et ALMY. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 407.
- [11] SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1311.
- [12] JENSEN. — *Nat. Wiss*, 1948, **35**, 190.
- [13] COURANT. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1948, **23**, 30.
- [14] COURANT. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 703.
- [15] SHERR, HALPERN et MANN. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 387.
- [16] GOLDBABER et TELLER. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1046.
- [17] KOKLOV. — *Ousp. Phys. Naouk*, 1950, **42**, 316.
- [18] LEVINGER et BETHE. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 115.
- [19] CAMERON. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 272.
- [20] HASLAM et SKATSGARD. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 479.
- [21] KATZ et PENFOLD. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 815.
- [22] HASLAM, SMITH et TAYLOR. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 840.
- [23] WEISSKOPF et EWING. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 472.
- [24] CHEW et GOLDBABER. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 470.
- [25] HASLAM, CAMERON, COOKE et CROSBY. — Communication privée, à paraître.
- [26] LE COUTEUR. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **63**, 259.
- [27] CAMERON et KATZ. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 608.
- [28] TOMS, HALPERN et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 753.
- [29] TOMS et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 709.
- [30] JENSEN. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 579.
- [31] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1803.
- [32] VENDRYES. — Thèse, Paris, 1951..
- [33] BERTHELOT. — Cours Physique nucléaire, Sorbonne, Paris.
- [34] TELEGDI et VERDE. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 380.
- [35] WILKINS et GOWARD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 1056.
- [36] LI et WARD WHALING. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 661.
- [37] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 522.

DEUXIÈME THÈSE



PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Théorie de l'image latente photographique
produite par les particules nucléaires



Vu et approuvé :

Paris, le 16 mai 1952.

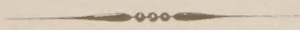
LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

A. CHÂTELET.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

J. SARRAILH.





PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,

Quai des Grands-Augustins, 55.

146727-54

Dépôt légal, Imprimeur, 1954, n° 980

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

146727 Quai des Grands-Augustins, 55.
